N° d'ordre:

AO 8424

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Antoine CARILLON

Sujet : Absorption d'un plasma dense dans le domaine X-U.V.; application à l'étude des populations des états excités et au problème du laser en rayons X.

Soutenue le 7 MAI 1973 devant la Commission d'examen

Mlle Y. CAUCHOIS — Président

MM. J.L. DELCROIX, J. BROCHARD, P. JAEGLE — Examinateurs

N° d'ordre:

AO 8424

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Antoine CARILLON

Sujet: Absorption d'un plasma dense dans le domaine X-U.V.; application à l'étude des populations des états excités et au problème du laser en rayons X.

Soutenue le 7 MAI 1973 devant la Commission d'examen

Mlle Y. CAUCHOIS	Président
MM. J.L. DELCROIX	Examinateurs
J. BROCHARD	
P. JAEGLE	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

On ne fait pas briller ses lunettes
avec du cirage noir.

Eugène IONESCO

(la cantatrice chauve)

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548022_0023

R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Chimie Physique "Matière et Rayonnement", associé au C.N.R.S., de l'Université PARIS VI, Centre d'ORSAY.

J'exprime ma profonde gratitude à Mlle Y. CAUCHOIS, Professeur, Directeur du Laboratoire, pour les encouragements qu'elle m'a prodigués et les critiques qu'elle a bien voulu me formuler au cours de la mise au point de ce mémoire.

Je tiens à remercier MM. les Professeurs J. BROCHARD et J.L. DELCROIX pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude en acceptant de faire partie de mon Jury de Thèse.

P. JAEGLE. Maître de Recherche au C.N.R.S. m'a accueilli dans son équipe et m'a proposé le sujet de ce travail dont il a attentivement suivi le développement. Je tiens à lui exprimer toute mon admiration pour la façon dont il a su guider mes pas encore hésitants dans le difficile apprentissage du métier de chercheur. Qu'il veuille bien trouver ici le témoignage de mon amitié.

Le développement de ce travail a bénéficié de l'ambiance chaleureuse régnant au sein de l'équipe de recherche et des excellents rapports que celle-ci entretient avec les autres membres du Laboratoire au contact desquels elle se trouve.

Ne pouvant détailler ici les contributions de chacun, que l'on me permette de remercier collectivement l'ensemble de l'équipe: P. DHEZ, Chargé de Recherche, G. JAMELOT, Attaché de Recherche, M. CUKIER, Assistant et M. COUSY, Technicien; en plus de l'acquis de leurs travaux antérieurs, j'ai pu profiter de leurs compétences et de leurs expériences respectives.

A. SUREAU, Chargé de Recherche, a, sur le plan théorique, contribué de façon importante au développement et à l'approfondissement de la présente étude, dans le cadre d'une collaboration de plus en plus étroite dont j'ai pu apprécier la valeur et l'efficacité. Je lui adresse mes sincères remerciements.

Je remercie également F. COMBET-FARNOUX, Chargée de Recherche, pour les résultats théoriques qu'elle a bien voulu me transmettre et les discussions qu'elle m'a aimablement accordées.

Que mes autres collègues et amis, techniciens, administratifs et chercheurs qui m'ont bien souvent prêté leur concours et aidé de leurs conseils veuillent bien m'excuser de ne pas les citer ici, faute de place; cependant je me dois de mentionner l'ensemble des membres de l'atelier d'électronique qui ont accompli une tache considérable. A tous, j'exprime ma profonde reconnaissance.

Mes remerciements s'adressent également à diverses personnes extérieures au Laboratoire dont j'ai pu apprécier la compréhension. En particulier, je remercie J.P. CHAUVINEAU de l'Institut d'Optique, Chargé de Recherche, pour l'aide qu'il m'a apportée dans la réalisation de la ligne à retard optique et M. DESHAYES, Responsable du Service d'Impression du Laboratoire de Physique du solide de l'Université PARIS VI qui a aimablement accepté de se charger de l'impression des tirages photographiques.

Plusieurs personnes ont participé, de diverses manières à la réalisation matérielle de ce mémoire: B. CHAUVEAU a réalisé les prises de vue et les réductions photographiques, Mme D. HUISSIER a tracé les nombreuses figures et M. ALIOUAT a effectué l'impression; la tâche ingrate de pagination et de reliure a été accomplie par Mme G. GARRET. Je les remercie tous quatre très sincèrement de leur dévouement.

- INTRODUCTION -

I - UN ETAT DE LA MATIERE A HAUTE TEMPERATURE

Le plasma est l'état normal de la matière au dessus de 10.000°K. Celle-ci constitue alors un gaz d'autant plus ionisé que la température électronique est plus élevée. On constate une émission de rayonnement électromagnétique dans un large domaine dont la longueur d'onde moyenne tend à diminuer lorsque la température augmente, passant de l'U.V. aux rayons X pour les plasmas très chauds de l'ordre de 10^8 °K. Cette émission comprend un spectre continu et de nombreuses raies caractéristiques des ions du plasma. Un tel état possède des propriétés particulières mettant en jeu des mécanismes d'une importance fondamentale. En effet l'étude des plasmas chauds conduit non seulement à envisager un grand nombre de types d'échanges d'énergie collisionels ou radiatifs interessant aussi bien les états électroniques liés que ceux du continuum, mais, aux très hautes températures, on peut voir apparaître des processus nucléaires susceptibles de conduire à la fusion thermonucléaire si la densité et la durée de vie du plasma sont suffisamment élevées[1,2]. Au point de vue macroscopique, la thermodynamique des plasmas demande à être étudiée avec attention. En effet, les problèmes posés par les transferts d'énergie tant par processus collisionnels que radiatifs sont d'une extrême importance. Ils conditionnent la compréhension des mécanismes mis en jeu relativement aux populations des états excités et jouent également un rôle dans l'évolution hydrodynamique du milieu.

Cet état est très répandu dans l'univers et, à ce titre, il intéresse hautement l'astrophysique. Mais, malgré cette abondance, en laboratoire le physicien doit se contenter de plasmas produits artificiellement, de température et de densité souvent nettement inférieure à celles des plasmas qui existent dans les étoiles, mais surtout très instables et d'une durée de vie extrêmement brève, ce qui implique la mise en oeuvre de méthodes d'étude particulièrement délicates.

Pendant de nombreuses années, on a uniquement utilisé les propriétés des décharges électriques pour la production de plasma en laboratoire. Ce n'est qu'assez récemment que l'on atteint par ce procédé des densités et des températures comparables à celles obtenues dans les plasmas produits par laser auxquels est consacré notre prochain paragraphe. Auparavant, les caractéristiques des plasmas produits par décharge étaient insuffisantes pour l'étude de certains problèmes. En effet, nous avons signalé plus haut que certaines conditions devaient être réalisées pour parvenir à la fusion thermonucléaire: suivant le critère dit de LAWSON[3], on doit avoir, dans le cas le plus favorable d'un mélange équimoléculaire de deutérium et de tritium, $n\tau > 10^{14}$ et $T \simeq 10^4$ eV, où n est la densité des ions par cm^3, τ la durée de la phase de chauffage et T la température (1 eV correspond à 11.600°K). Pour cette raison, on a construit des machines à plasma dans lesquelles celui ci est produit tout en étant confiné dans un champ magnétique dont la pression doit contrebalancer la pression cinétique du plasma en expansion et le maintenir à une densité suffisante pendant le temps le plus long possible avec une température élevée. Mais, en général, la pression exercée par le champ magnétique reste relati-

vement faible et l'on ne peut espérer, suivant les techniques, dépasser des densités de 10^{10} à 10^{16} cm^{-3} dans le meilleur des cas. Les temps de chauffage pouvant atteindre l'ordre de la milliseconde, on peut obtenir des $n\tau$ de 10^{12} au maximum pour des températures situées entre 10^3 et 10^4 eV.

II - LES PLASMAS PRODUITS PAR LASER

Depuis 1962, à la suite des travaux de STOICHEFF[4], de nouvelles perspectives ont été ouvertes par la possibilité de produire des plasmas en concentrant l'énergie considérable fournie en un temps très court par un laser de puissance sur une cible solide. Un flux de 10^{10} W/cm^2 à 10^{16} W/cm^2 peut être ainsi délivré au foyer de concentration pendant une trentaine de nanosecondes. Il conduit à la création d'un plasma qui, bien que chauffé pendant un temps beaucoup plus court, peut atteindre des températures comparables à celles obtenues avec les différentes machines (10^3 eV), mais dont la caractéristique essentielle est la très haute densité qui est de l'ordre de grandeur de celle de la cible utilisée. Ainsi, pour des gaz à une pression de quelques atmosphères, cette densité est de 10^{19} cm^{-3}, pour des solides elle se situe entre 10^{20} et 10^{22} cm^{-3}. Rappelons que la densité électronique des solides est voisine de 10^{22} cm^{-3}. De tels plasmas ont des caractéristiques qui se rapprochent de celles de certains plasmas stellaires et les $n\tau$ obtenus peuvent se situer entre 10^{13} et 10^{14}. On comprend donc l'intérêt qu'ils peuvent présenter pour diverses branches de la recherche.

De plus, nous voulons spécialement attirer l'attention sur certains aspects qui apparaissent comme conséquences de la

haute densité de ces plasmas. D'une part, on peut concevoir que les processus collisionnels vont y jouer un rôle important. D'autre part, la physique des plasmas conduit à s'interesser à la notion d'épaisseur ou de transparence optique, c'est à dire, à la faculté d'absorption des photons. Les plasmas "classiques" produits par machine étaient considérés comme optiquement minces. En effet ces plasmas, de densité relativement faible,sont généralement constitués à partir d'atomes légers (hydrogène ou deutérium) pour lesquels les transitions discrètes sont peu nombreuses et très limitées vers les courtes longueurs d'onde. Par contre, les plasmas-laser non seulement sont de densité beaucoup plus élevée, mais encore peuvent être constitués d'ions relativement lourds et très complexes (plasmas métalliques). L'abondance des états liés dans de tels ions augmente la section efficace d'absorption par des transitions discrètes intéressant un large domaine spectral. De même, on peut s'attendre à un accroissement de la section efficace d'absorption dans des transitions entre états libres par bremsstrahlung inverse, dû à la présence d'un champ ionique plus élevé. On comprend donc que l'hypothèse de la transparence optique du plasma ne soit pas applicable dans ce cas.

Nous allons maintenant tenter d'examiner rapidement les mécanismes mis en jeu dans la création et l'évolution des plasmas-laser. Les photons issus des lasers de puissance actuels ont une énergie (dans le rouge ou l'infra-rouge) nettement inférieure aux potentiels d'ionisation des atomes. Pour rendre compte des premières ionisations il faut donc faire appel à des processus multiphotoniques[5] au cours desquels plusieurs photons sont impliqués dans un acte d'ionisation et dont la section efficace

n'est importante que dans le cas des flux élevés obtenus avec des lasers. L'existence effective de tels processus a d'ailleurs pu être vérifiée expérimentalement[6]. On admet que la multiplication des premiers photoélectrons ainsi formés, électrons initiateurs, est ensuite assurée par bremsstrahlung inverse simple[7à9] ou multiphotonique[10], les électrons étant accélérés par absorption des photons dans le champ des atomes neutres (ce champ est dû à la polarisation des atomes), puis des ions et produisant d'autres ionisations. On a ainsi formation d'un plasma de haute température et à la fin de l'impulsion apparaît une phase d'expansion et de refroidissement. D'autres interactions sont également mises en jeu concernant la diffusion de la lumière par les électrons (effets Compton[11 à 14] et Thomson[15,16]) ou par les phonons (effet Brillouin[17 à 20]). Mais, dans les limites des flux lasers actuellement disponibles ($<10^{16}W/cm^2$), elles ne jouent de rôle que comme moyen de "diagnostic" des plasmas.

Au point de vue macroscopique, on considère généralement que l'impact d'un flux laser élevé sur une cible solide placée dans le vide produit vers l'intérieur une onde de choc[21,22] et qu'une bouffée de plasma en expansion est émise en sens opposé. Différents modèles ont été proposés. La plupart des auteurs envisagent un modèle autorégulé[23,24], alors que FAUQUIGNON et FLOUX[25] traitent la formation du plasma comme une déflagration pour un domaine de température supérieur à 10^6°K. Les frontières de validité entre ces deux modèles semblent mal définies[26].

A titre d'exemple d'un modèle autorégulé, nous allons décrire rapidement celui proposé par GRATTON et CARUSO[22]. Ces auteurs distinguent en plus de la cible proprement dite (phase 0) et du plasma en expansion (phase 3) deux autres phases (Fig.1):

- Une phase dense (1) constituée par la partie de la cible chauffée en arrière d'une onde de choc et dans laquelle la densité atteindrait 10^{23} cm^{-3} (pour une cible d'hydrogène).

- En avant de la cible, une phase 2 formée de plasma sublimé de densité élevée et opaque au rayonnement laser. Cette phase présente des propriétés d'autorégulation dues à l'existence d'une fréquence de coupure pour l'absorptios des photons dans les plasmas: les photons de fréquence ω supérieure à la fréquence propre du plasma $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e e^2/m}$ (où N_e, e et m sont respectivement la densité, la charge et la masse des électrons) sont réfléchis.

- La phase 2 subit donc la compétition de deux processus:

- La diminution de la densité électronique, par suite de l'expansion du plasma, qui tend à laisser pénétrer, en dessous de la valeur de la densité correspondant à la "coupure", les photons jusqu'à la cible ou plus précisément jusqu'à la phase 1.

- L'augmentation de cette densité due à l'action des photons sur la cible qui tend, à partir de la valeur de coupure, à arrêter leur pénétration.

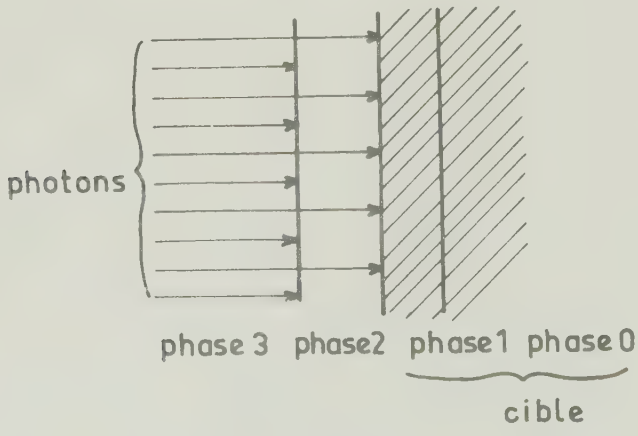


Fig.1

En ce qui concerne les températures électronique, ionique et atomique, elles peuvent être généralement différentes. Mais

pour un plasma laser de haute densité, des calculs montrent[24] que le temps de thermalisation y est de quelques picosecondes pour les ions et encore moins pour les électrons, l'équipartition de l'énergie étant assurée en quelques centaines de picosecondes, alors que la durée des pulses laser est de l'ordre de la trentaine de nanosecondes. Dans ces conditions, on peut comprendre, qu'en première approximation, les différents modèles de plasma proposés considèrent généralement, mis à part celui de MULSER[24], l'équivalence des températures électroniques et ioniques ce qui ne serait plus admissible dans le cas des lasers de beaucoup plus grande puissance dont on envisage la mise en oeuvre dans l'avenir[26]. Les températures atteintes varient de quelques centaines de milliers de degrés Kelvin, pour des puissances de 100 MW, à 10^7 °K pour des puissances de quelques GW focalisées sur des cibles de deutérium solide[1,2].

Pour connaître les différents paramètres d'un plasma ainsi que ses différents constituants, c'est à dire, les espèces d'ions formés ainsi que leur proportion, on a recours à diverses techniques auxquelles on attribue le nom de "diagnostics". Ainsi cherche-t-on à obtenir la mesure des températures à partir de la détermination de l'énergie des ions à l'aide de la spectrométrie de masse[27] ou en étudiant l'absorption dans différents matériaux des rayonnements X émis par le plasma[28 à 33] ou encore en recherchant la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission du rayonnement de freinage des électrons par la spectrométrie d'émission[34 à 37]. Malheureusement les résultats obtenus par ces différentes méthodes manquent complétement de cohérence et semblent dépendre fortement de la technique employée pour leur détermination. Par contre, la cinématographie ultra-rapide[38,39] parait donner d'excellents résultats en ce qui concerne l'expansion de la bouffée de plasma et la vitesse de son front lumineux. On s'accorde généra-

lement, à l'heure actuelle, à admettre des vitesses de l'ordre de 10^7cm/s, ce qui est en bon accord avec les différents modèles théoriques proposés. Cette technique permet de distinguer différentes phases de l'évolution du plasma mais semble impuissante à rendre compte de la phase initiale de formation. Quant à la densité électronique, elle peut être déterminée par absorption de rayonnement monochromatique ou par interférométrie holographique en étudiant les franges obtenues lorsque l'on forme le plasma entre les bras d'un interféromètre[39].

III - PROCESSUS RADIATIFS DANS LES PLASMAS DENSES

Si la spectrométrie d'émission appliquée à la détermination des températures ne semble pas être une technique appropriée, par contre elle est susceptible de fournir une grande quantité d'informations, tant en ce qui concerne la densité du plasma que sur l'état des atomes et des ions. Compte tenu de la température des plasmas-laser, leur domaine prépondérant d'émission se trouve dans la région dite de HOLWECK[40], soit, entre quelques Ångströms et 1.000 Å. Cette région est également appelée, suivant les spécialistes, celle de l'U.V. extrême ou des rayons X mous. Nous préférerons employer le terme X-U.V. Ceci exprime parfaitement son caractère "charnière" entre le domaine des transitions entre couches externes et celui des phénomènes intéressant les couches profondes.

Ce caractère se retrouve d'ailleurs pour la technique de spectrométrie à laquelle ne peuvent s'appliquer ni les solutions propres au domaine X (la longueur d'onde étant trop grande pour utiliser des cristaux dispersifs) ni celles utilisées en optique classique, le coefficient de réflexion par les réseaux étant négligeable. En fait, on utilise des réseaux d'indice élevé, de pas très

faible (de l'ordre de 1.000 traits/mm) sous incidence rasante (quelques degrés) et dans une enceinte sous vide (pour éviter l'absorption par l'air). Les effets conjugués de problèmes techniques à résoudre,joints aux difficultés de disposer de sources d'émission pratiques dans ce domaine de longueur d'onde, ont contribué, pendant un temps, à retarder le développement de cette partie de la spectrométrie. C'est pourquoi les possibilités d'investigation demeurent encore à l'heure actuelle riches de perspectives inexplorées.

L'obtention, assez aisée désormais, de plasmas-laser denses et chauds met ainsi à la portée du spectroscopiste en X-U.V. un sujet d'étude passionnant qui justifie le développement des travaux les concernant. Cependant, jusqu'à présent, l'étude expérimentale des phénomènes radiatifs dans ce domaine concernait presque uniquement l'émission du plasma. Or l'émission renseigne sur le degré de charge des ions et, de façon qualitative, sur certains processus concernant les électrons libres, mais elle est impuissante, à elle seule, à fournir une estimation des populations ioniques, même en valeur relative. En effet toutes les estimations de cette sorte, effectuées à partir de spectres d'émission, reposent sur l'hypothèse parfois implicite que le plasma est optiquement mince. Mais, pour les raisons indiquées précédemment, il serait risqué de la maintenir dans le cas de plasmas denses d'ions complexes (par exemple, métalliques). Un calcul d'ordre de grandeur suffit à le montrer. Par conséquent une estimation de population ionique ne peut être crédible que si elle s'appuie sur une détermination expérimentale de l'absorption du rayonnement au sein du plasma. C'est dans cette perspective que Pierre JAEGLE

m'a proposé d'envisager la mise au point d'une technique de spectrométrie d'absorption du plasma.

La mise en oeuvre d'une technique de spectrométrie d'absorption du plasma-laser dans l'X-U.V. était entiérement nouvelle. Elle supposait:

- Un spectromètre X-U.V.
- Un laser de puissance.
- Une source de rayonnement X-U.V.

Le spectromètre existait, puisqu'il avait été réalisé quelques années plus tôt par Pierre JAEGLE suivant une conception totalement originale utilisant deux réseaux dispersifs[41]; un tel spectromètre présente l'avantage, entre autres, d'éliminer entiérement les recouvrements d'ordres d'interférence, ce qui est indispensable pour pouvoir interprêter correctement des résultats d'absorption. Le laser de puissance existait également; muni d'un barreau de verre dopé au néodyme et délivrant, à une longueur d'onde de 1,06 µ, une puissance de 100 MW en 30 ns, il avait remplacé depuis peu l'ancienne source à étincelle.

La source X-U.V. posait par contre des problèmes tout à fait particuliers liés aux durées de vie extrêmement brèves des plasmas-laser. Il était nécessaire qu'elle puisse fournir en un temps très court une densité de rayonnement élevée et en parfaite synchronisation avec le plasma étudié. C'est pourquoi il est apparu que l'utilisation d'un deuxième plasma était susceptible de constituer une solution à ce problème[42].

Il s'agissait de partager le faisceau laser en deux parties qui, focalisées séparément à l'intérieur du spectromètre, sur deux cibles distinctes, formeraient au même instant deux boules de plasma alignées sur l'axe d'entrée du spectromètre (Fig.2).

Celui-ci verrait donc la superposition, d'une part de l'émission directe du plasma situé le plus près de la fente d'entrée (plasma II jouant le rôle "d'échantillon" absorbant), d'autre part, de l'émission de l'autre plasma (plasma I, jouant le rôle de source de rayonnement extérieure) vue à travers le plasma II. Des déterminations, faites par ailleurs, de l'intensité émise par le plasma I seul (en obturant le faisceau II) et par le plasma II (faisceau I obturé) devaient permettre de conduire à une estimation de l'absorption à travers le plasma II.

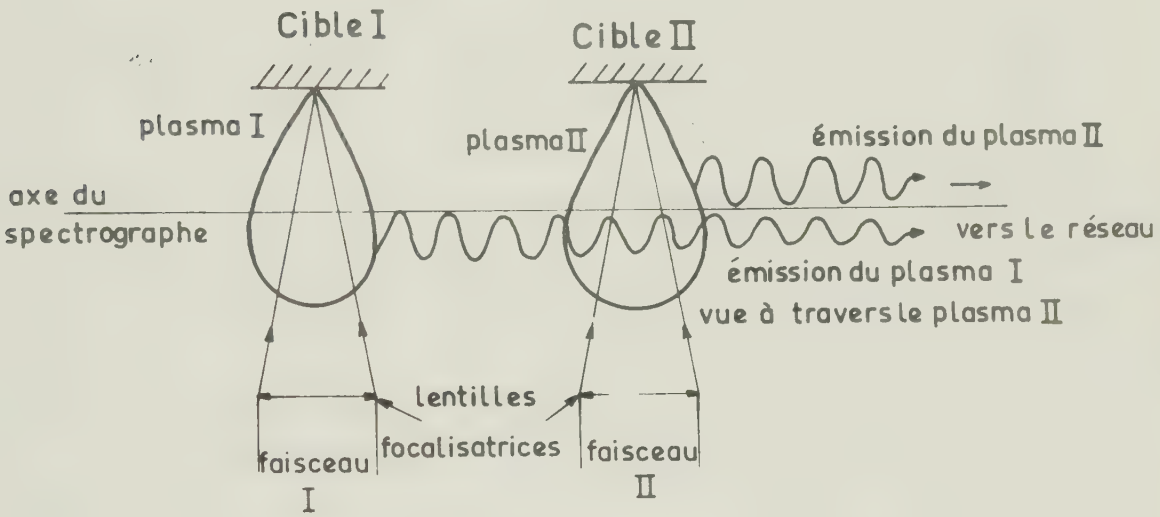


Figure 2

Mais que représente exactement cette "absorption" à travers le plasma? On sait qu'en fait trois processus sont en compétition: l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulées, dont aucun ne peut être négligé à priori. Une interprétation fondée des résultats de mesure suppose donc une étude de l'équation de transfert du rayonnement à travers le milieu. Nous verrons que ce

que l'on peut appeler intuitivement "transmission" d'un rayonnement externe dans le plasma correspond effectivement à l'un des termes de la solution générale de l'équation différentielle de transfert.

En principe la détermination expérimentale de ce terme, pour une transition donnée, ne permet de remonter à la population des états correspondants que si l'on connait la probabilité de transition. Nous montrerons cependant que lorsque des résultats sont obtenus pour plusieurs raies ayant un niveau commun, il n'est pas nécessaire de connaître les probabilités pour établir que les populations correspondent ou non à un état d'équilibre.

Une grande partie de notre travail est précisément destinée à l'étude des populations s'écartant fortement des valeurs d'équilibre. Nous avons été guidés sur ce point par des résultats expérimentaux et théoriques obtenus par ailleurs, au sein de notre équipe et au laboratoire. Nous en donnons ici un bref aperçu. Tout d'abord, c'est l'observation de fortes anomalies d'intensité dans le spectre d'émission AlIV par Gérard JAMELOT[43] qui nous a incité à effectuer des mesures d'absorption dans la région correspondant aux transitions $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5nd\ {}^3P^o_1$ des ions Al^{3+}. Nous avons pu tirer des conclusions de ces mesures grace à la collaboration d'Alain SUREAU[44] et Françoise COMBET-FARNOUX[45] qui ont calculé de nombreuses probabilités de transition pour cet ion. Nous avons ainsi établi que les niveaux supérieurs de ces transitions sont certainement très surpeuplés. Nous envisageons même, mais il ne s'agit encore que d'une hypothèse, que la surpopulation soit suffisante pour qu'il y ait inversion de population avec le niveau inférieur pendant une fraction de la durée de vie du plasma.

Ces résultats et l'hypothèse qui leur correspond, nous ont naturellement conduit à la recherche des mécanismes susceptibles

d'inverser la population de certains niveaux. Une étude théorique de A. SUREAU[44] a montré que, parmi différentes possibilités, des recombinaisons diélectroniques, s'effectuant par le canal de l'Al^{4+}, pouvaient jouer un rôle important. Nous avons alors approfondi l'étude du spectre d'émission, ce qui nous a permis de montrer que ces états jouent un rôle effectif[46]; pour la première fois des transitions autoionisantes ont été observées à une énergie aussi élevée et pour un ion aussi chargé. Par conséquent, nous sommes en mesure de proposer une explication des surpopulations constatées expérimentalement

Nous avons développé cette explication dans un chapitre particulier de notre exposé consacré à une discussion du problème du laser en rayons X. On sait, en effet, qu'une question majeure posée à l'étude des processus radiatifs dans les plasmas chauds et denses est de déterminer si ces plasmas peuvent constituer le milieu actif d'un laser émettant des photons de grande énergie. Ouoique notre travail, dans son état actuel, ne puisse apporter une réponse définitive à cette question, les techniques expérimentales qu'il emploie sont sans doute parmi les plus sures pour obtenir une certitude dans des recherches à venir. D'autre part, l'étude de mécanismes surpeuplant certains niveaux se place naturellement dans le cadre des travaux sur l'émission stimulée. C'est pourquoi cette partie de notre travail est traitée avec un exposé d'ensemble de l'état des recherches dans ce domaine.

- P R E M I E R C H A P I T R E -

LES DONNEES DE LA SPECTOMETRIE D'EMISSION

Ce chapitre sera consacré à l'exposé des principales propriétés d'émission en X-U.V. d'un plasma-laser d'aluminium, telles qu'elles ont pu être déterminées à la suite des divers travaux entrepris dans ce domaine par notre équipe depuis quelques années. Nous serons ainsi amenés à rappeler des résultats obtenus antérieurement par d'autres membres de l'équipe, résultats qui ont fourni des éléments d'incitation, tant sur le plan théorique qu'expérimental et à exposer nos propres résultats concernant la résolution temporelle des émissions et la découverte d'une série de transitions autoionisantes dans le spectre Al IV.

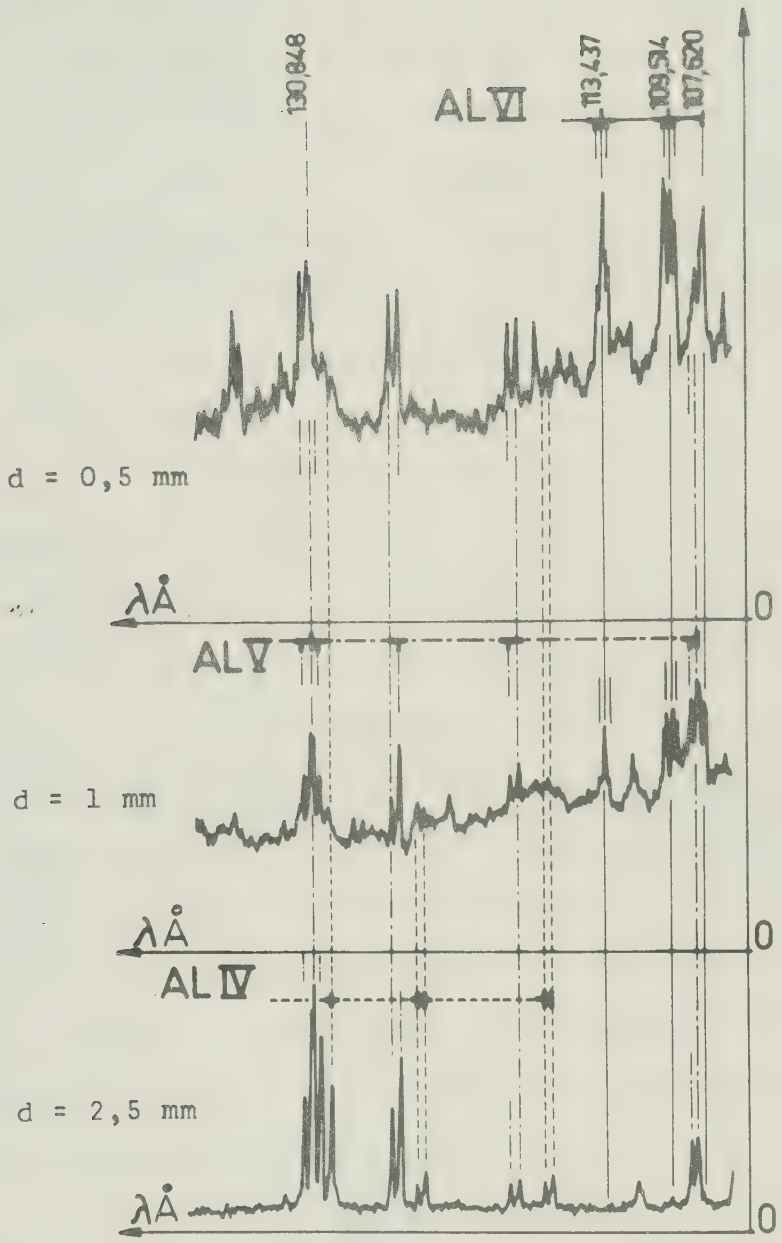
Nous examinerons tout d'abord les points acquis relativement à la résolution spatiale de l'émission du plasma-laser[47] qui ont fait partie du travail de Thèse de Pierre DHEZ[48] et qui ont fourni une partie des données nécessaires à la conception du dispositif expérimental de mesures d'absorption décrit au deuxième chapitre. Ensuite nous exposerons nos propres résultats sur la résolution spatiale et temporelle de l'émission, obtenus à l'aide d'un phototube rapide, résultats qui ont joué un rôle dans les premiers développements de ce travail[49]. Puis nous aborderons les problèmes d'anomalies d'intensité entre diverses raies du spectre d'émission, mises en évidence dans la Thèse de 3ème Cycle de Gérard JAMELOT[43] qui suggérait de les imputer à des populations ne correspondant pas à un état d'équilibre, réalisant peut-être même des inversions susceptibles de produire des émissions stimulées. L'étude des mécanismes pouvant conduire à de telles surpopulations ne sera exposé en détail que dans

notre dernier chapitre. Nous n'en donnerons ici que les éléments nécessaires à la compréhension des raisons qui nous ont incité à approfondir l'étude du spectre d'émission pour y vérifier le rôle d'états autoionisants intervenant dans ces mécanismes. Nous terminerons donc ce chapitre par l'identification dans le spectre du plasma de la série "autoionisante" $2s^2 2p^6 - 2s2p^5np$ de l'ion Al^{3+}.

I - RESOLUTION SPATIALE DE L'EMISSION DU PLASMA-LASER

Ce paragraphe constitue un bref rappel des résultats obtenus antérieurement par l'équipe[47,48]. Sur le plan expérimental, nous nous contenterons d'indiquer ici que l'appareillage utilisé permet d'observer l'émission X-U.V. du plasma perpendiculairement à la direction du faisceau laser incident constituant un axe de symétrie du plasma. Cette disposition permet d'atteindre une bonne résolution spatiale contrairement à ce qui résulte de celles adoptées par un certain nombre d'autres expérimentateurs. Par le jeu de la fente d'entrée du spectrographe et d'une fente collimatrice, on "découpe" dans le plasma une section d'une certaine épaisseur dont tous les points sont situés à une distance de la cible peu différente d'une valeur moyenne d. En faisant varier la distance d de la cible à l'axe d'entrée du spectrographe, on peut choisir la zône d'observation du plasma; l'épaisseur de la section vue du spectrographe est d'environ 0,15 mm.

La figure 3 montre trois microdensitogrammes de clichés photographiques réalisés à 0,5 mm, 1 mm et 2,5 mm de la cible et donnant une vue d'ensemble des variations d'intensité observées[47]. Comme on peut le voir, ces variations sont considérables et consuisent à des spectres d'aspect très dissemblable:



Microdensitométries de clichés pris à trois distances différentes de la cible

Figure 3

(d'après 47)

- Près de la cible, le spectre continu est très important et les raies correspondant au spectre des ions Al VI atteignent leur maximum.

- Loin de la cible, le "continu" a pratiquement disparu, ainsi que les raies de l'Al VI; par contre, on voit apparaître avec une forte intensité les raies de l'ion Al IV.

Les mesures point par point effectuées au compteur proportionnel ont permis de préciser ces observations. Les figures suivantes représentent les résolutions spatiales obtenues pour 3 raies, respectivement de l'Al IV, V et VI, ainsi que pour le spectre continu situé à quelques dixièmes d'Ångström de ces raies. Il s'agit des transitions

$2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5 3s\ {}^1P_1$ de l'Al IV à 160,073 Å (fig.4),

$2p^5\ {}^2P_{1/2} - 2p^4 3s\ {}^2D_{3/2}$ de l'Al V à 126,065 Å (fig.5)

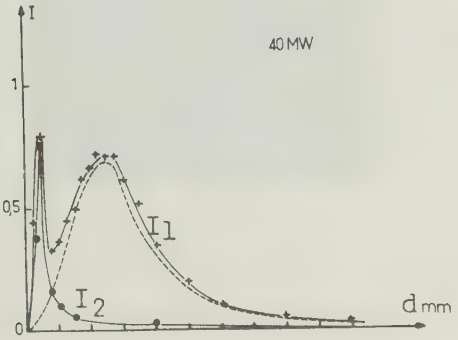
et $2p^4\ {}^3P_2 - 2p^3 3s\ {}^3P_2$ de l'Al VI à 100,616 Å (fig.6).

Les distances sont portées en abscisse et les intensités en ordonnée. Les croix correspondent à l'intensité mesurée au sommet de la raie; les points, à celle du spectre continu à son voisinage. La courbe en tirets s'obtient en faisant la différence entre les deux courbes, ce qui, si l'on admet que la variation du spectre continu sur un très faible intervalle spectral est négligeable, représente approximativement l'intensité réelle de la raie seule après soustraction de la contribution du rayonnement continu (en fait, nous verrons dans le troisième chapitre (§I.2.a) que cette façon d'évaluer l'intensité réelle d'une raie n'est pas exacte; cependant on peut s'en contenter dans le cadre d'un exposé qualitatif). Ces résultats conduisent à formuler les remarques suivantes:

- Dans tous les cas, l'intensité d'émission est pratiquement nulle à la surface de la cible.

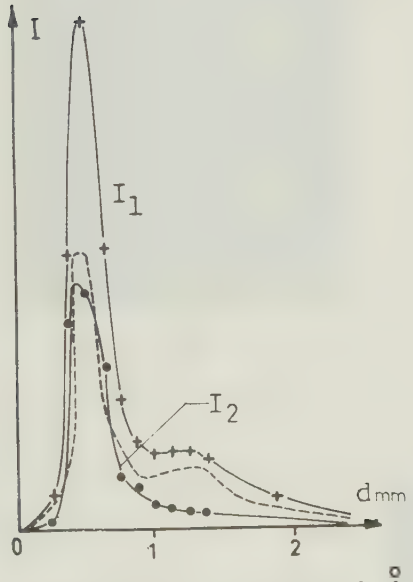
- Le maximum de rayonnement continu est émis à quelques dixièmes de millimètre de la cible.

Ces observations sont en bon accord avec les modèles théoriques admis actuellement qui considèrent, comme nous l'avons indiqué précédemment, l'existence d'une zône fortement absorbante juste en avant de la cible.



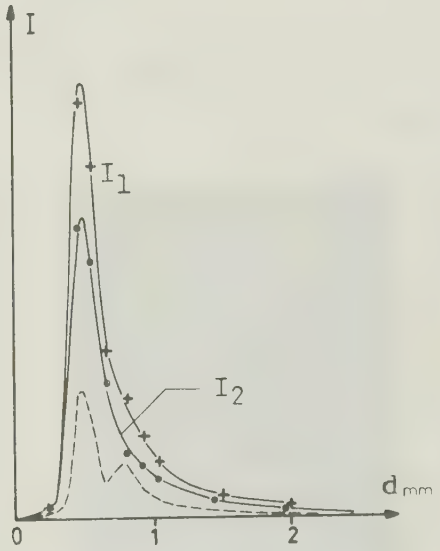
Raie Al IV à 160,073 Å

Figure 4



Raie Al V à 126,065 Å

Figure 5



Raie Al VI à 100,616 Å

Figure 6

Intensités de rayonnement X-U.V. émises dans une direction perpendiculaire au faisceau-laser générateur (laser à rubis) par une section de plasma en fonction de sa distance d à la cible.

I_1: intensité mesurée au sommet de chaque raie.
I_2: intensité mesurée au voisinage de la raie, dans le spectre continu.

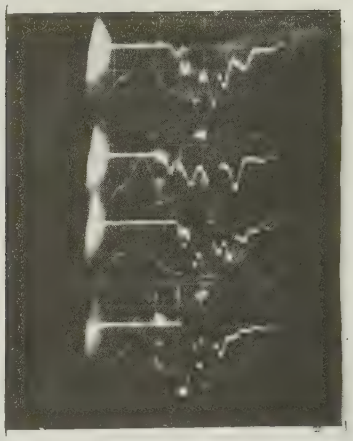
Les mesures ont été effectuées avec un spectrographe à un seul réseau.
(d'après la référence 47)

a

d = 0,4 mm

Figure 7

116,46 Å



b

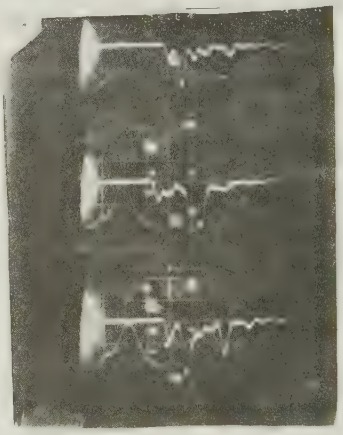
d = 2,5 mm

a

d = 0,4 mm

Figure 8

117,41 Å



b

d = 2,5 mm

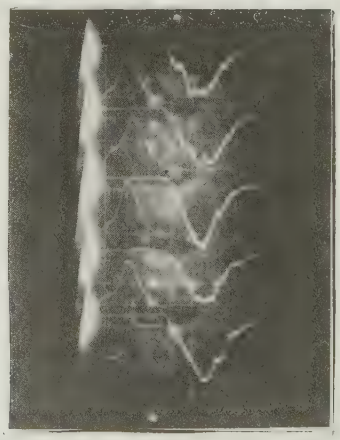


Figure 9

160,07 Å d = 2,5 mm

Echelle:

un carreau correspond

à 40 ns

II - ANALYSE SPATIO-TEMPORELLE

Nous avons effectué l'analyse dans le temps des émissions en utilisant un photomultiplicateur rapide 56 AVP-03 (R.T.C.) muni d'un scintillateur plastique fluorescent. Le signal était photographié sur l'écran d'un oscillographe. Les résultats d'analyse temporelle exposés ici concernent des raies de l'Al IV ainsi que le spectre continu et présentent des différences avec ceux obtenus par d'autres auteurs[37]. En effet, la résolution spatiale élevée (0,15 mm) de notre dispositif d'analyse ne conduit pas, dans notre cas, à compenser les variations temporelles locales, ce qui se traduit par une plus grande irrégularité de la forme générale des spectres. De plus, du fait que l'observation est effectuée perpendiculairement à l'axe du faisceau laser générateur, les effets dus au passage des ions devant la fenêtre d'observation, au cours de l'expansion du plasma, se superposent aux variations introduites par les changements relatifs à la fois aux nombres d'ions de chaque espèce et à la population de leurs états excités.

Les clichés montrent, à 0,4 mm et 2,5 mm de la cible, des résultats obtenus pour diverses longueurs d'onde de raies d'émission du spectre Al IV. Ces longueurs d'onde correspondent aux transitions:

- $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5 4d\ {}^1P_1^o$ à 116,46 Å (figures 7a et b)
- $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5 4d\ {}^3P_1^o$ à 117,41 Å (figures 8a et b)
- $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5 3s\ {}^1P_1^o$ à 160,07 Å (figure 9)

Les deux premières transitions concernent précisément la région du spectre où ont été observées les fortes anomalies d'intensité dont nous avons déja parlé. Par contre la dernière correspond à une raie dont le comportement pourrait être qualifié de normal.

On voit des résultats pour plusieurs tirs "laser" successifs: le signal correspondant à l'impulsion du laser apparait en ordonnée positive tandis que celui provenant du plasma et transmis par le photomultiplicateur est en ordonnée négative. Les fluctuations sont importantes d'un tir à l'autre, tant en ce qui concerne la forme des courbes que leur instant d'apparition. Cette remarque est générale, c'est à dire que ces fluctuations s'observent plus ou moins à toutes les longueurs d'onde étudiées jusqu'ici. Ceci met en évidence une difficulté pour donner des valeurs précises, par exemple, pour l'instant d'apparition du signal. Néanmoins, on peut tirer certaines indications d'enregistrements de ce type:

1) La largeur à mi-hauteur est en moyenne de 50 à 60 ns, ce qui est un peu supérieur à celle du signal-laser (30 ns); elle tend à augmenter lorsqu'on s'éloigne de la cible (zônes froides) et atteint 75 à 80 ns par exemple à 2,5 mm de la cible.

2) Le maximum du signal pour la zône chaude (figures 7a, 8a) a lieu à un instant très voisin du maximum de l'impulsion du laser. Le décalage observé sur le cliché est juste celui que l'on obtient en mesurant la différence de temps de réponse des deux détecteurs (75 ns).

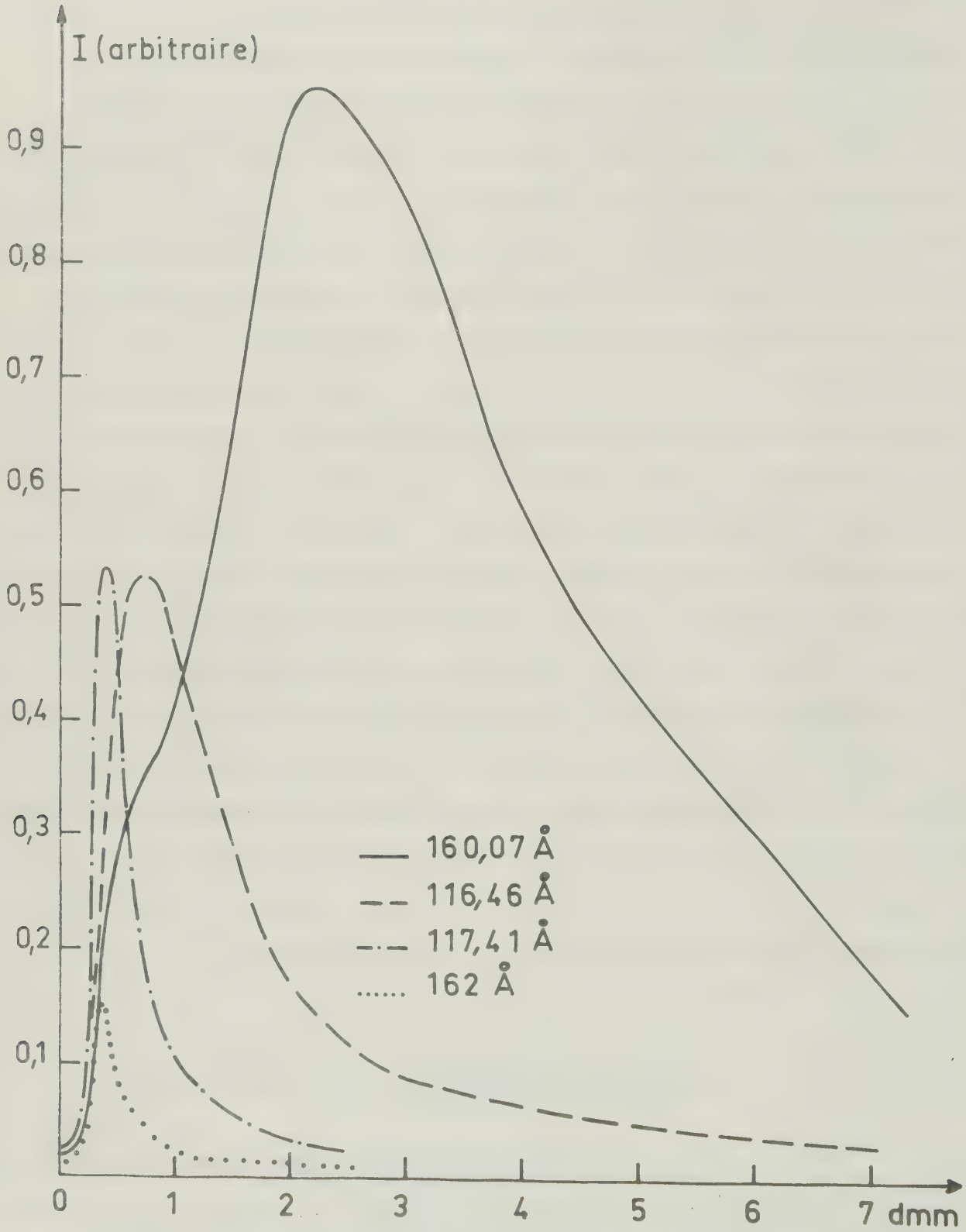
3) Lorsqu'on déplace la direction d'observation vers la zône froide, loin de la cible, le maximum recule dans le temps, comme le montrent les autres clichés (figures 7b, 8b, 9). Ce déplacement correspond au temps mis par le plasma en expansion pour atteindre la zône visée.

Les durées totales d'illumination sont en général de l'ordre de 180 ns, pour une durée "totale" de l'impulsion du laser proche de 160 ns. On doit faire une exception pour la raie à 160,07 Å qui a une durée de l'ordre de 200 ns à 2,5 mm de la cible.

De l'ensemble des clichés que nous avons obtenus, nous avons tiré les courbes que l'on peut observer sur les figures 10 et 11 qui sont relatives aux raies situées à 116,46 Å, 117,41 Å et 160,07 Å ainsi qu'au fond continu situé vers 162 Å. La figure 10 représente la moyenne des intensités observées au niveau du maximum sur les oscillogrammes, en fonction de la distance à la cible. On pourra remarquer le bon accord entre la courbe obtenue à 160,07 Å et celle obtenue antérieurement par G. JAMELOT que nous montrerons plus loin (fig.12). On voit que dans la zône chaude du plasma, la contribution principale du rayonnement provient pour une très large part du spectre continu, sauf pour la raie à 117,41 Å qui est émise avec une intensité notable dans cette région. On constate également que la durée totale mesurée pour cette raie n'excède pas la durée de la phase chaude du plasma; il s'agit donc d'une émission beaucoup plus brève que pour les autres raies d'un même ion. Nous avons d'autre part reporté sur la figure 11 l'instant d'apparition de ces différentes raies en fonction de la distance d. Les pentes correspondent, en partie, à la vitesse d'expansion du plasma qui apparait ainsi comprise entre 10^6 et 10^7 cm/s. Les divergences que malgré tout on peut constater pour les quatre courbes doivent provenir des mécanismes de production des différentes émissions observées.

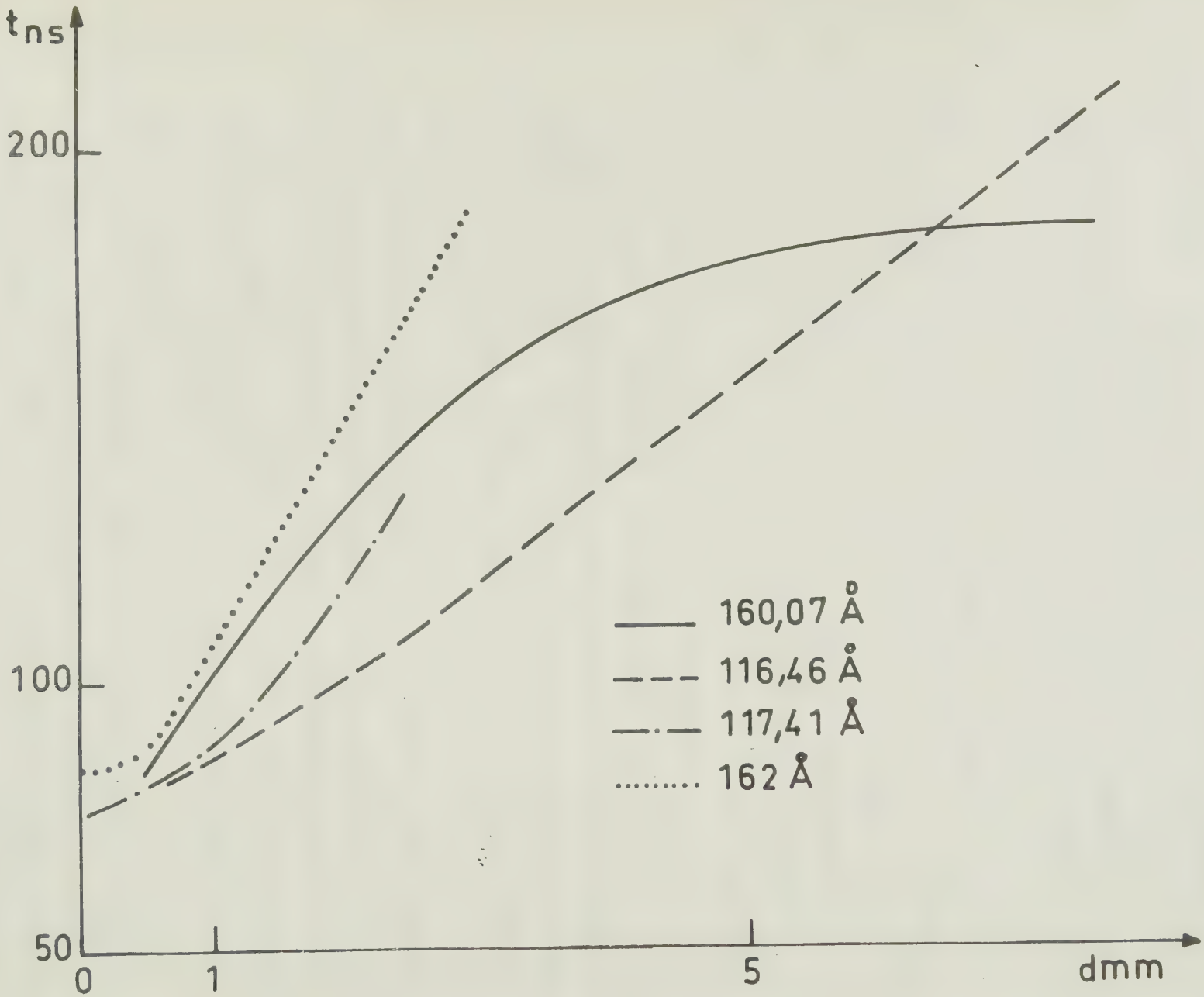
III - ANOMALIES D'INTENSITE DANS LE SPECTRE Al IV

Au cours de l'étude de la résolution spatiale, certaines observations avaient été faites concernant le comportement particulier de la zône dense et chaude du plasma-laser; cette région révèle, contrairement à ce que l'on peut observer dans le spectre d'étincelle,



Intensités maximales observées sur les oscillogrammes représentant l'émission X-U.V. du plasma, en fonction de la distance d à la cible. Ces mesures concernent des longueurs d'onde correspondant à diverses transitions des ions Al^{3+} et au spectre continu à 162 Å.

Figure 10



Instants d'apparition des émissions observées sur les oscillogrammes en fonction de la distance d à la cibl

Figure 11

la présence de fortes interactions se traduisant par des élargissements et des déformations de raies ainsi que des changements de certains rapports d'intensité. C'est pourquoi cette étude avait été prolongée par un travail de G. JAMELOT qui a permis, entre autres, de mettre en évidence les anomalies d'intensité qui ont inspiré la présente recherche.

Avant d'examiner cette question, nous indiquons que les transitions seront désignées en tenant compte des rectifications apportées récemment[50] à la classification admise jusque là. Ces rectifications inversent les identifications des niveaux correspondants aux termes $^3D_1^o$ et $^1P_1^o$ des configurations $2p^5nd$ des ions Al^{3+}.

Alors qu'au coeur chaud du plasma l'absence presque complète des raies d'émission d'Al IV, comme nous l'avons vu précédemment, semble traduire une faible densité de cet ion, on constate une émission importante des seules raies émises à partir des états $^3P_1^o$ des configurations $2p^5nd$ vers le fondamental $2p^6\ ^1S_0$. Les transitions provenant des états $^3D_1^o$ et $^1P_1^o$ apparaissent en absorption. Cette situation est d'autant plus anormale que les états triplet P sont toujours vus avec une très faible intensité dans les spectres d'étincelle. D'ailleurs, si on considère le couplage LS, les règles de sélection interdisant une transition entre triplet et singulet, ces raies ne devraient pas être émises.

En fait, ce couplage n'est pas représentatif de la liaison entre l'électron excité et le coeur des atomes; on constate en effet que dans les spectres d'étincelle de la série isoélectronique du néon et, en particulier, dans le spectre Al IV, les transitions entre les niveaux $2p^5ns\ ^3P_1^o$ et $2p^5nd\ ^3D_1^o$ d'une part et le fondamental d'autre part (donc entre triplets et singulet) sont

intenses. A. SUREAU[44] a montré et nous développerons largement ce point dans le troisième chapitre, que le couplage jj rendait mieux compte des intensités relatives pour les transitions $2p^6$-$2p^5nd$. Il reste néanmoins que, même dans ce cas, la transition à partir de l'état triplet P reste faiblement permise contrairement aux triplet D et singulet P qui semblent devoir être émis avec une forte intensité: pour n = 4, les intensités relatives ainsi déterminées sont respectivement égales à 1, 9 et 5.

Nous allons rappeler rapidement les résultats obtenus par G. JAMELOT[43] relativement à cette question. Ils comprennent, d'une part, des mesures prises point par point au maximum d'intensité des diverses raies en fonction de la distance d de la zône d'observation à la cible et d'autre part, des mesures du spectre sur un certain domaine de longueur d'onde, pour des distances d données; ces dernières mesures ont été effectuées soit point par point soit par enregistrement photographique.

La première étude en vue de déterminer l'intensité de plusieurs raies d'Al IV en fonction de d a été effectuée à l'aide d'un compteur proportionnel et en utilisant deux réseaux dispersifs afin d'éliminer le recouvrement d'ordres d'interférence. Les résultats sont représentés sur les figures 12 à 15 où l'intensité $I_1 = f(d)$, exprimée en unité arbitraire est mesurée au sommet des raies correspondant aux transitions:

- $2p^6\ {}^1S_0$ - $2p^5 3s\ {}^1P_1^o$ à 160,073 Å (fig.12)
- $2p^6\ {}^1S_0$ - $2p^5 4s\ {}^1P_1^o$ à 124,034 Å (fig.13)
- $2p^6\ {}^1S_0$ - $2p^5 3d\ {}^1P_1^o$ à 129,729 Å (fig.14)
- $2p^6\ {}^1S_0$ - $2p^5 3d\ {}^3D_1^o$ à 130,403 Å (fig.15)

Sur chaque figure, la courbe I_2 représente le fond continu mesuré au voisinage de la raie et la courbe en tiret, la différence entre

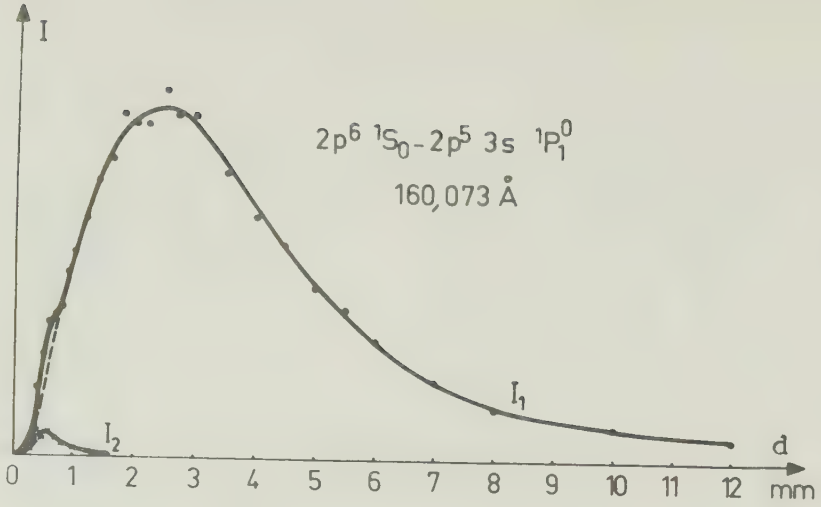


Figure 12

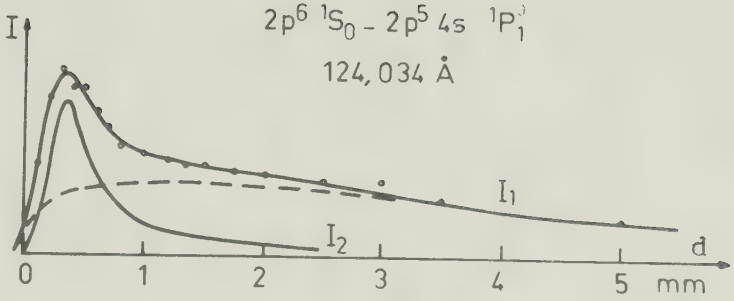


Figure 13

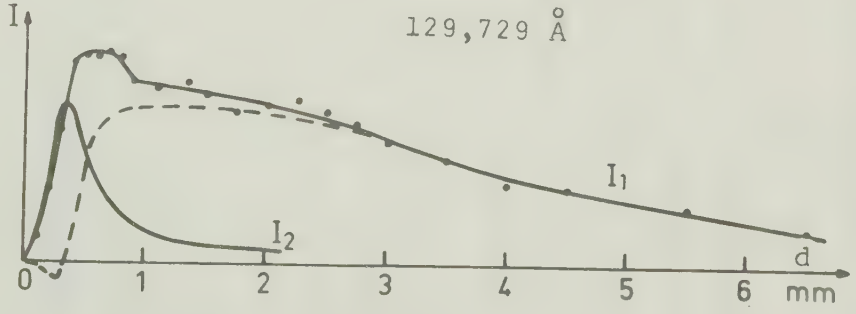


Figure 14

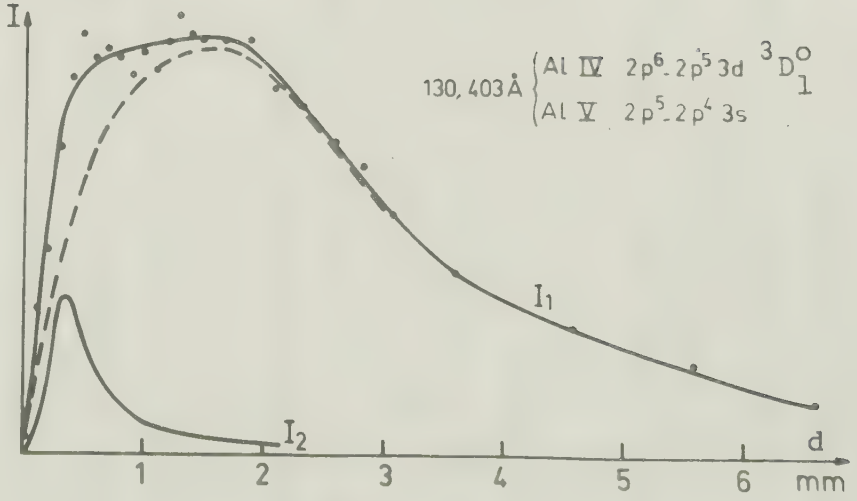


Figure 15

Intensités de diverses raies d'Al IV émises par une section de plasma en fonction de sa distance d à la cible. Les mesures ont été effectuées avec un spectrographe à deux réseaux.
I_1: intensité mesurée au sommet de chaque raie
I_2: intensité mesurée au voisinage de la raie
La courbe en tirets représente la différence $I_1 - I_2$

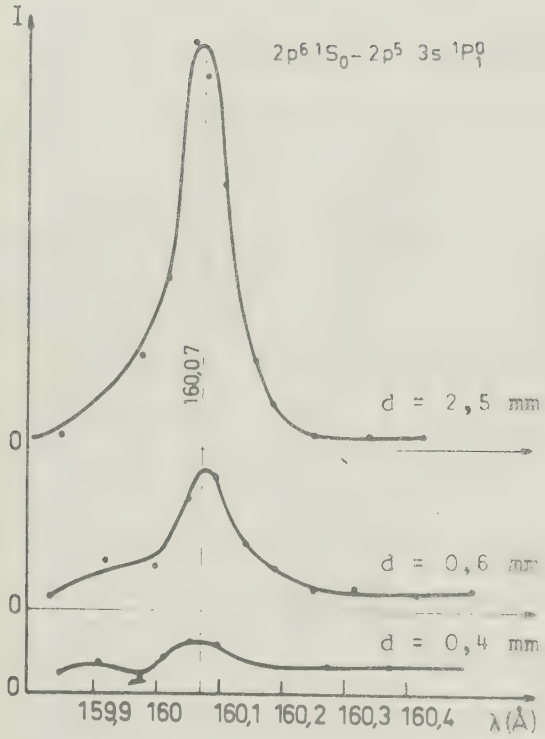
(d'après 43)

les deux, c'est à dire, en supposant le fond continu constant et en première approximation, la contribution à l'émission de la raie seule. En fait, nous verrons lors d'un calcul détaillé ultérieur (Ch.3,§I.2.a) que l'intensité de la raie seule ne correpond pas à une définition aussi simple, mais nous pourrons nous en contenter dans cette partie de l'exposé au caractère relativement qualitatif. L'observation de ces courbes conduit à formuler les remarques suivantes:

- Si on considère les courbes en tirets, aucun maximum ne se trouve dans la zône dense et chaude du plasma; ceci confirme l'observation qui avait été déja faite suivant laquelle les raies d'Al IV sont émises loin de la cible.

- L'intensité des transitions "2pns" (fig.12 et 13) croît régulièrement à partir de la surface de la cible alors que, dans le cas de la transition "2p3d" (fig.14), on observe, au départ, une valeur négative; ceci signifie que dans cette zône du plasma, non seulement la raie correspondant à la transition à partir du niveau $2p^5 3d\ {}^1P^o_1$ n'est pas émise, mais qu'il y a absorption du rayonnement du continuum à la longueur d'onde considérée. Dans le cas du triplet D (fig.15), il est important de noter la présence, à la même longueur d'onde, d'une autre raie appartenant au spectre Al IV et correspondant à la transition $2p^5 - 2p^4 3s$ qui peut suffire à masquer un semblable comportement.

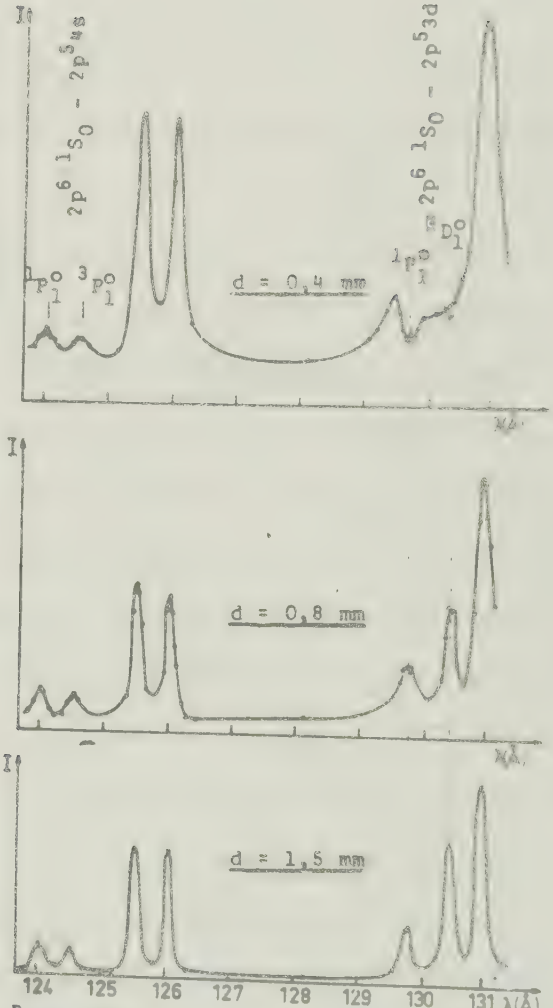
Ces observations sont confirmées par une autre étude effectuée point par point et pour diverses valeurs de d (fig.16 et 17). Les transitions "2p3s" et "2p4s" apparaissent en émission sur le continuum, quelle que soit la distance à la cible. Par contre, pour d = 0,4 mm, les transitions "2p3d" ne sont pas visibles, le singulet P apparaissant nettement en absorption (fig.17).



◀ Figure 16

Transitions $2p^6$-$2p^5 3s$, 4s et $2p^6$-$2p^5 3d$ des ions Al^{3+} observées au compteur proportionnel en fonction de la distance d à la cible.

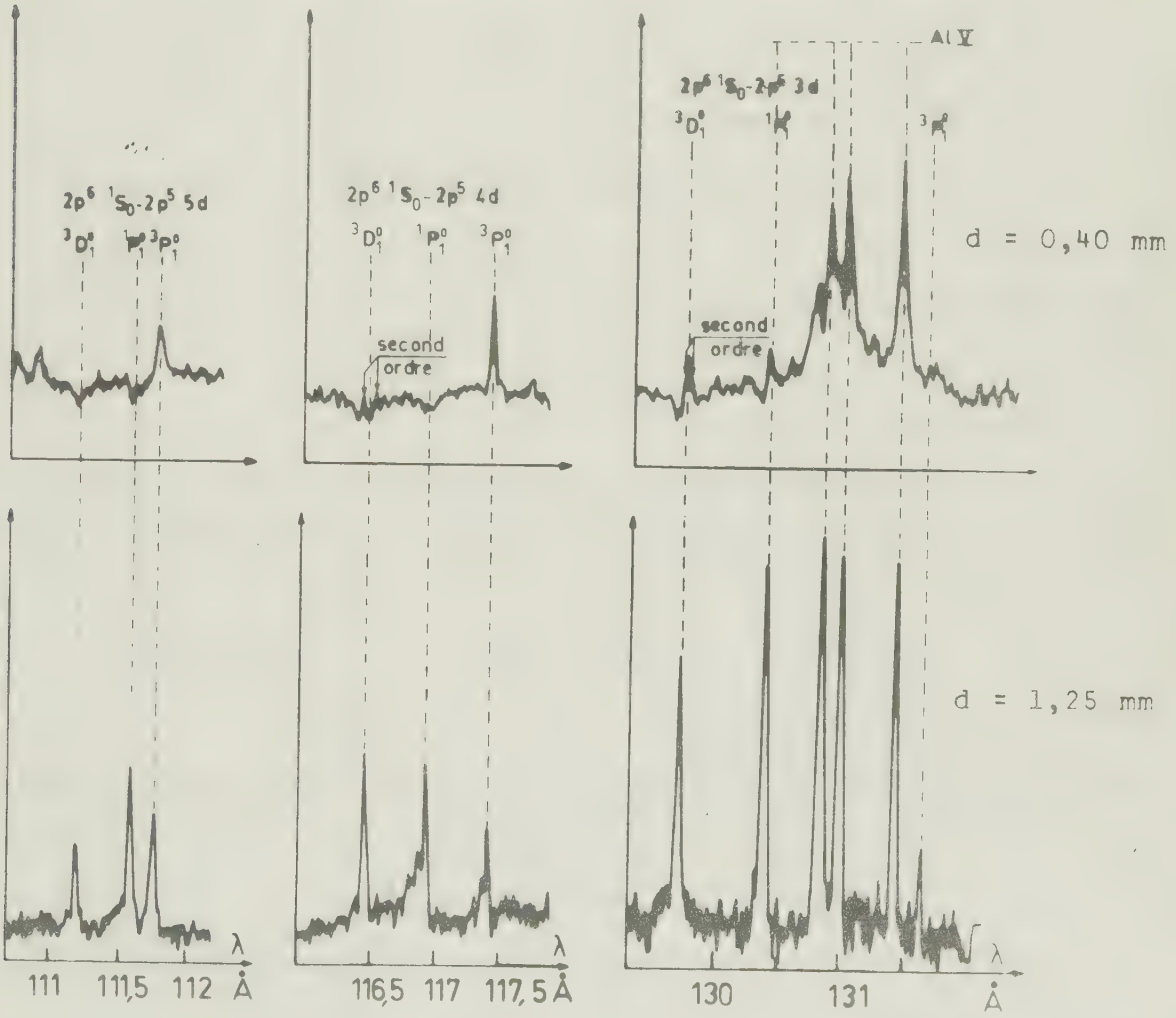
(D'après 43)



Remarque: A 130,413 Å une raie de $l'Al^{4+}$ se superpose à la raie "$2p3d"\,{}^3D^0_1$ de $l'Ar^{3+}$ ce qui ne permet pas à cette dernière d'apparaître en absorption au voisinage de la cible, contrairement à ce que l'on observe pour le $^1p^0_1$ à 129,729 Å.

Figure 17

L'étude sur plaque photographique a été réalisée avec un pouvoir de résolution élevé. Un seul réseau (2.400 traits/mm) a été utilisé pour tenir compte de la moindre sensibilité de la plaque photographique comparativement au compteur proportionnel. La figure 18 montre des microdensitogrammes des clichés obtenus à 0,4 mm et 2,5 mm de la cible, dans les régions correspondant aux transitions $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5nd$ pour n = 3, 4 et 5. On voit nettement, du moins pour n = 4 et 5, que les raies "$^3P_1^o$" sont très fortement renforcées alors que les autres apparaissent en absorption. Dans



Microdensitométries de clichés pris dans le spectre Al IV montrant les intensités observées à deux distances différentes de la cible pour les raies correspondant aux transitions $2p^6$-$2p^5nd$ (d'après 43).

Figure 18

TABLEAU I

Transitions	Longueurs d'onde (Å)	I_S	$I_{1,25}$	$I_{0,40}$
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 3s\ {}^3P_1^o$	161,686	14	14	0
$\quad {}^1P_1^o$	160,073	16	16	0
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 4s\ {}^3P_1^o$	124,543	6	5	00
$\quad {}^1P_1^o$	124,034	8	7	00
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 5s\ {}^3P_1^o$	114,759	0	1	
$\quad {}^1P_1^o$	114,329	0	1	
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 3d\ {}^3P_1^o$	131,652	3	2	1
$\quad {}^3D_1^o$	130,403	11	20	-1
$\quad {}^1P_1^o$	129,729	12	15	-1
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 4d\ {}^3P_1^o$	117,410	0	2	3
$\quad {}^3D_1^o$	116,920	5	5	-1
$\quad {}^1P_1^o$	116,459	7	5	-1
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 5d\ {}^3P_1^o$	111,780	0_d	2	1
$\quad {}^3D_1^o$	111,590	1	4	-1
$\quad {}^1P_1^o$	111,200	1	2	-1
$2p^6\ {}^1S_0$-$2p^5 6d\ {}^1P_1^o$	108,907	0	2	-1/2
$\quad {}^3D_1^o$	108,535	0	2	-1/2

(d'après 43)

le tableau I on a reproduit l'ensemble des résultats qui ont été obtenus relativement à la mesure des intensités relatives des différentes raies à 1,25 mm ($I_{1,25}$) et 0,4 mm de la cible ($I_{0,4}$). I_S représente les intensités mesurées à partir de spectres d'étincelle par SÖDERQUIST[51]. L'examen de ce tableau montre un grand désaccord entre ces dernières valeurs et celles obtenues à 0,4 mm. En effet les raies "2pns""sont pratiquement absentes, alors que les "2pnd" dans l'état $^3P_1^o$ donnent lieu à des raies intenses, en particulier pour n = 4 et 5 et que des raies d'absorption apparaissent pour les états $^1P_1^o$ et $^3D_1^o$.

IV - DISCUSSION DES ANOMALIES D'INTENSITE

Le spectre enregistré à 0,4 mm de la cible révèle des raies d'ions dont le degré d'ionisation va de 4 à 10 avec un maximum d'intensité pour Al^{6+} et Al^{7+}. Comme on sait que le degré d'ionisation du plasma s'élève avec la température, la faible intensité observée dans la zône chaude du plasma pour les raies du spectre Al IV (à l'exception des transitions à partir de l'état $^3P_1^o$ des configurations $2p^5nd$) semble traduire une faible abondance de d'ions Al^{3+} dans cette région. On se trouve donc en présence d'un plasma qui contient principalement des ions de charge 4 à 10 (surtout 6 et 7); les ions de charge 3 ne semblent présents que dans les états $^3P_1^o$ des configurations $2p^5nd$ et en nombre comparable à celui des ions Al^{4+}.

Il s'en suit que ce peuplement ne parait pas correspondre à un état d'équilibre. Sur ce point la suite du travail ex-

périmental apportera des éléments de réponse d'ordre expérimental et théorique:

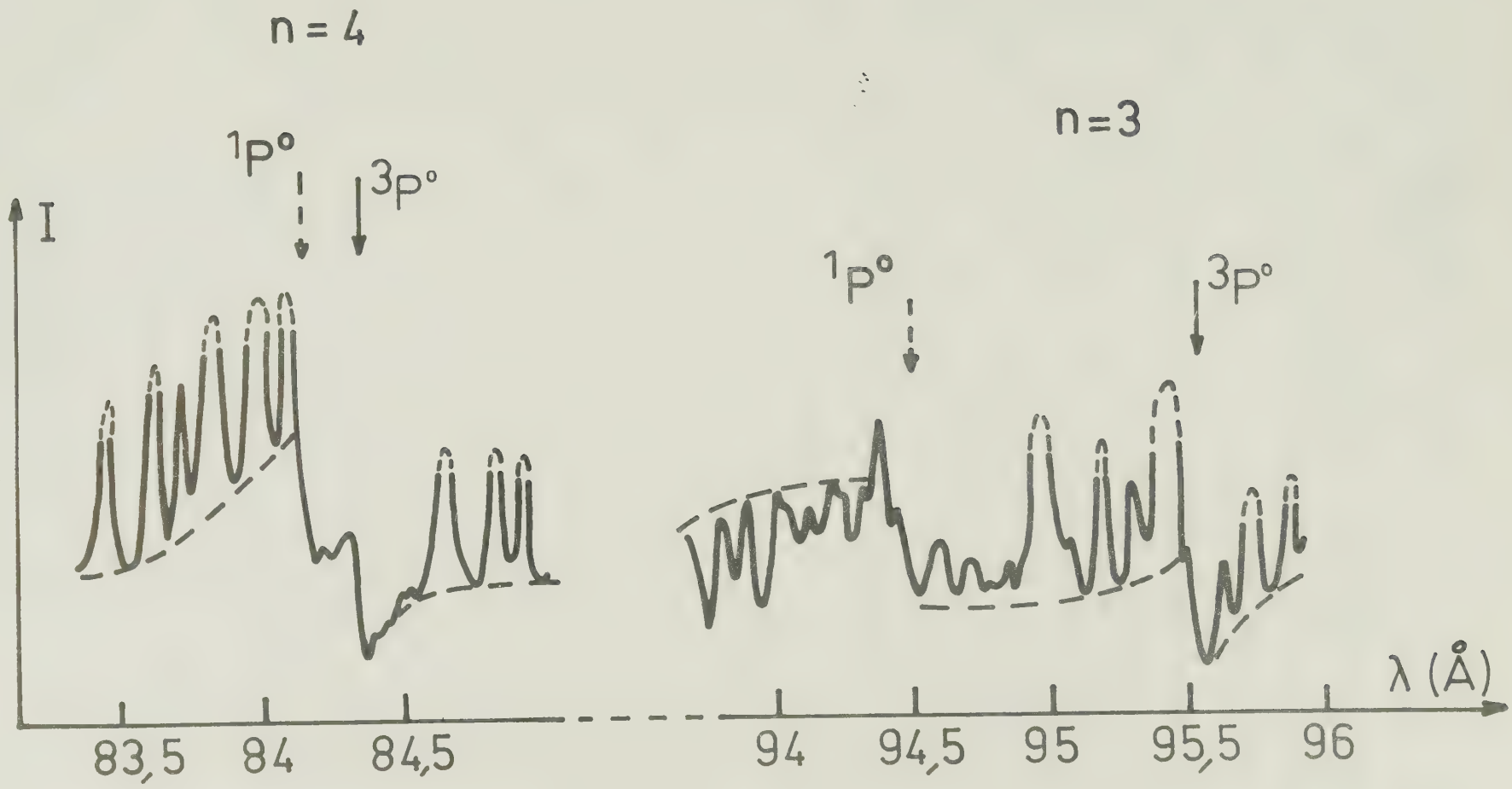
1) Sur le plan expérimental

Nous avons déterminé l'épaisseur optique des raies pour lesquelles des anomalies d'intensité ont été observées. Ces résultats ont permis, comme on le verra en détail dans le troisième chapitre, d'évaluer les populations des états concernés. On verra également qu'ils laissent supposer une situation extrêmement proche du seuil d'inversion de population et n'excluant nullement cette possibilité.

2) Sur le plan théorique

Une étude a été entreprise sur les divers mécanismes théoriques pouvant conduire à une inversion de population. Un travail de A. SUREAU[44] a notamment mis en évidence le rôle des recombinaisons diélectroniques liées à l'existence de transitions autoionisantes, à partir de niveaux $2s2p^6np$ dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation du niveau fondamental $2s^22p^6$. C'est ce qui nous amène ici à présenter un résultat expérimental qui concerne précisément des transitions mettant en jeu des niveaux autoionisants.

Nous avons pu effectivement déceler dans le spectre des ions Al^{3+} les transitions entre ces niveaux et le fondamental[46] ce qui constitue la première observation directe de phénomènes autoionisants pour des ions aussi fortement chargés. La figure 19 montre le spectre dans la région de ces transitions pour n = 3 et n = 4. La forme du spectre, du type BEUTLER-FANO[52], est partiellement masquée par des raies d'émission et d'absorption; elle est essentiellement due au caractère autoionisant des niveaux supérieurs.



Transitions $2s^2 2p^6\ {}^1S_0$ - $2s2p^6np\ {}^3P^o_1$, ${}^1P^o_1$ dans le spectre des ions Al^{3+}

Figure 19

Cette forme apparait moins clairement pour n = 5 à cause du grand nombre de raies qui sont émises dans cette région. L'ensemble des résultats est rassemblé dans le tableau II, où n^* est le nombre quantique effectif, E_{th} l'énergie calculée par la méthode de LAYZER[53,54] et E_{exp} l'énergie mesurée.

n	(Å)	n^*	$E_{exp}(cm^{-1})$	$E_{th}(cm^{-1})$	(Å)	n^*	$E_{exp}(cm^{-1})$	$E_{th}(cm^{-1})$
3	95,519	2,506	1.046.910	1.082.010	94,480	2,559	1.058.430	1.087.830
4	84,369	3,525	1.185.270	1.204.830	84,144	3,565	1.188.440	1.205.550
5	80,564	4,536	1.241.250	1.251.780	-- ---	- ---	- --- ---	1.251.980

Niveaux d'énergie $2s2p^6np$ des ions Al^{3+}

TABLEAU II

En remarquant que ce résultat souligne le rôle joué par des configurations possédant une lacune en couche 2s, on pouvait tenter de franchir une nouvelle étape en considérant, d'un point de vue plus général, les configurations de ce type, autoionisantes ou non. Il était en effet logique de chercher s'il existait, pour les ions plus chargés qu'Al^{3+}, des transitions dues à la présence de lacunes en couche 2s. Une nouvelle observation du spectre d'émission a, là aussi, prouvé la validité de ce point de vue. Ainsi, nous observons de nouvelles séries de raies que G. JAMELOT et A. SUREAU proposent d'identifier comme les séries:

$$2s2p^6\ {}^2S - 2s2p^5({}^1P)ns\ {}^3P_{3/2,1/2}$$

dans le spectre des ions Al^{4+} et les séries:

$$2s2p^5\ {}^3P - 2s2p^4({}^4P, {}^2D, {}^2S)ns$$

$$2s2p^5\ {}^1P - 2s2p^4({}^2D, {}^2S, {}^2P)nd$$

dans le spectre des ions Al^{5+}, pour n = 3, 4 et 5.

CONCLUSION

Les résultats d'émission que nous venons d'exposer suggèrent la possibilité d'inversions de population entre les niveaux $2p^5nd$ et le fondamental des ions Al^{3+}. Mais l'étude de l'émission du plasma ne saurait suffire pour obtenir des informations quantitatives sur les populations des états excités, comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce mémoire. Il nous faut donc maintenant nous tourner vers les mesures d'absorption. Le chapitre suivant sera consacré à la description du dispositif expérimental que nous avons mis au point pour effectuer ces mesures. Rappelons que cette mise au point a largement bénéficié des données expérimentales précédentes par les renseignements qu'elles contiennent sur la distribution spatiale des émissions.

- D E U X I E M E C H A P I T R E -

LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE MESURE D'ABSORPTION DANS UN PLASMA-LASER EN X-U.V.

INTRODUCTION

Nous allons commencer par rappeler quelques particularités optiques du rayonnement X-U.V. et nous exposerons rapidement le principe du spectrographe à deux réseaux successifs, réalisé par P. JAEGLE, que nous avons utilisé. Nous aborderons ensuite le montage expérimental dont nous décrirons les différents éléments. En dehors des réalisations techniques propres au présent travail et qui comportent, entre autre, la mise en oeuvre de deux unités de production de plasma ainsi qu'une ligne à retard optique, nous serons également amenés à rappeler le principe du compteur proportionnel à flux gazeux, réalisé auparavant par P. DHEZ et nous décrirons quelques dispositifs annexes.

Nous examinerons ensuite les problèmes de traitement des données et nous exposerons enfin les premiers résultats que nous avons obtenus sur l'absorption dans le continuum du plasma et les conséquences qui en ont découlé pour la suite de notre travail.

I - L'ANALYSE DU RAYONNEMENT

I.1 - LA SPECTROMETRIE EN X-U.V.

Lorsqu'une onde électromagnétique, se propageant dans le vide, rencontre une surface matérielle, l'énergie réfléchie

dépend de l'indice du milieu, lequel dépend de la constante diélectrique complexe, elle-même liée à la densité électronique et à la polarisabilité de ce milieu. Dans le domaine X-U.V., l'indice de réfraction est peu différent de 1; il est légérement inférieur à cette valeur. Le pouvoir réflecteur du milieu, en incidence voisine de la normale, devient alors très faible et s'accompagne d'un pouvoir absorbant considérable.

L'existence d'un indice de réfraction inférieur à 1 revêt une grande importance puisqu'elle permet, aux petits angles, d'obtenir la réflexion totale. En spectrométrie X-U.V., cette propriété est utilisée pour obtenir une réflexion sur les réseaux. On emploie généralement (fig.20) un réseau concave sous incidence rasante tangeant intérieurement en O à un cercle fictif, appelé cercle de ROWLAND et dont le rayon est égal à la moitié de celui du réseau. Ce cercle constitue, en première approximation, le lieu géométrique des images de toute source s située sur sa périphérie.

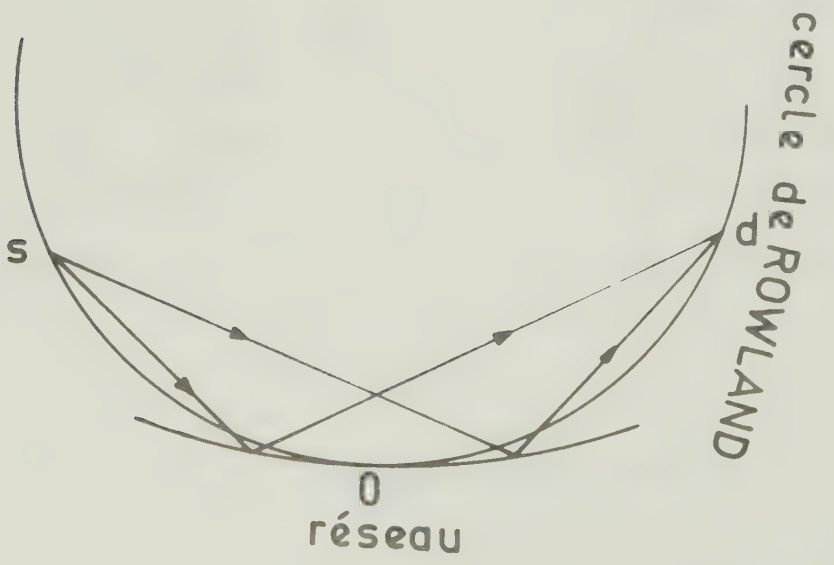


Figure 20

I.2 - RECOUVREMENT DES ORDRES D'INTERFERENCE

Considérons, sur la figure 21, les demi-droites représentant la direction moyenne du faisceau incident s0, celle du faisceau diffracté 0d et la projection de s0 sur le plan tangeant au cercle en 0, soit x0. On appelle ϕ l'angle d'incidence x0s, ϕ' l'angle de diffraction x0d. On a entre ces angles la relation classique:

"1" $$\cos\phi + \cos\phi' = N\lambda/a$$

où a est le pas du réseau, N l'ordre d'interférence et λ la longueur d'onde.

On voit que, pour un ϕ et un ϕ' donnés, on obtiendra non seulement la longueur d'onde λ au premier ordre (N=1), mais $\lambda/2$ au deuxième ordre (N=2), $\lambda/3$ au troisième (N=3) etc... Ceci constitue ce qu'on appelle le recouvrement des ordres d'interférence, phénomène extrêmement gênant, qu'il est nécessaire d'éliminer dans toute étude faisant intervenir un spectre continu.

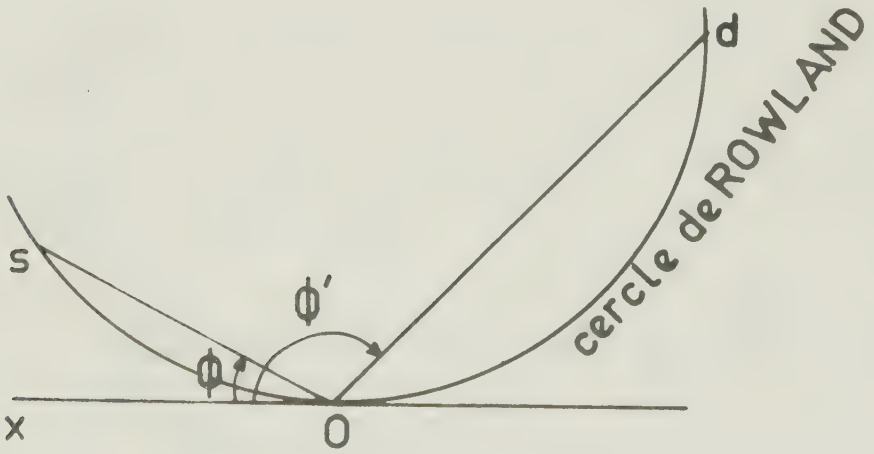


Figure 21

On peut, à cette fin, utiliser les propriétés de coupure d'un réseau pour la diffraction des longueurs d'onde situées

au dessous d'une valeur critique λ_c obéissant à la relation:

"2" $$1 - \delta\lambda_c^2 + N\lambda_c/a = \cos\phi$$

où $\delta = \rho e^2/2\pi mc^2$ avec ρ, nombre d'électrons par cm^3 dans le matériau réflecteur.

Mais, en réalité, la coupure n'est pas nette, l'affaiblissement étant progressif et un tel procédé donne par conséquent des résultats insuffisants. Seule la double dispersion permet de séparer les ordres d'interférence.

I.3 - LE SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX DE P. JAEGLE

I.3.a - Principe

C'est ce spectrographe que nous avons utilisé. Il comporte deux réseaux concaves successifs séparés par un miroir également concave (fig.22). Ces trois éléments possèdent le même rayon

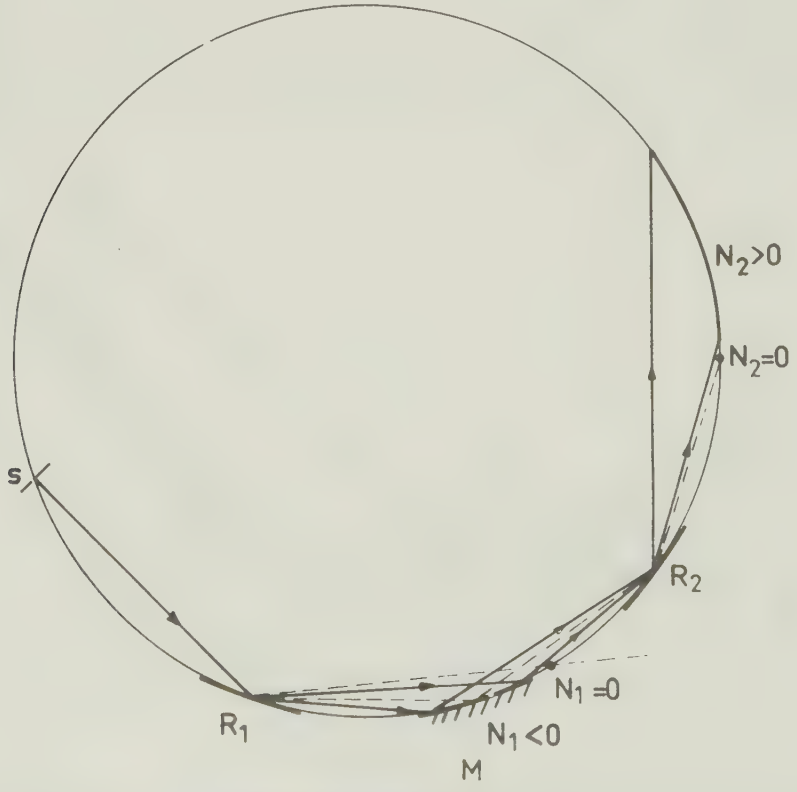


Schéma de principe du spectrographe à 2 réseaux de P. JAEGLE

Figure 22

de courbure et sont disposés tangentiellement au même cercle de ROWLAND. Une partie du spectre fourni par le premier réseau R_1 vient se focaliser sur le miroir M; ce dernier découpe donc dans le spectre un domaine de longueurs d'onde qui seront diffractées à nouveau grâce au deuxième réseau R_2. On montre[41] que, dans ces conditions et en ajustant de façon convenable les divers paramètres, il est possible de séparer complètement les divers ordres d'interférence ou, du moins, de rendre négligeable la présence d'un ordre parasite dans le spectre cherché.

Si on affecte l'indice 1 aux paramètres liés au premier réseau, l'indice 2 à ceux liés au second, les conditions de diffraction sont définies par les deux équations suivantes:

$$\cos\phi_1 + \cos\phi_1' = N_1\lambda/a_1$$

$$\cos\phi_2 + \cos\phi_2' + N_2\lambda/a_2$$

et l'on montre que la dispersion D s'exprime par la relation suivante:

"3" $$D = \Delta\phi_1'/\Delta\lambda = (N_1/a_1 - N_2/a_2)/\sin\phi_2'$$

Prenons le cas de 2 réseaux de même pas a:

- Si $N_1 = N_2$, c'est à dire, si les deux réseaux sont utilisés tous les deux soit en même ordre positif, soit en même ordre négatif,

$$D = 0,$$

la dispersion est nulle.

- Si $N_1 = -N_2$, c'est à dire, s'ils sont utilisés en même ordre de signe opposé,

$$D = 2N_1/a\sin\phi_2' = 2/a\sin\phi_2' \text{ au premier ordre,}$$

la dispersion est double de celle que l'on obtiendrait avec un seul réseau. Cette disposition est celle qui est adoptée ici. Généralement c'est le premier réseau qui est utilisé en ordre négatif ($N_1 = -1$).

Du point de vue pratique, utiliser le premier réseau en ordre négatif signifie qu'on sélectionne avec le miroir M, convenablement placé, la région du spectre fourni par R_1 située en deçà de la "tache directe" par rapport à la direction du rayonnement. La région ainsi découpée par M est ensuite diffractée par R_2 et l'exploration du spectre obtenu s'effectue en ordre positif, c'est à dire, au delà de la "tache directe", constituée ici par l'image du centre du miroir renvoyée par le dernier réseau (fig.22).

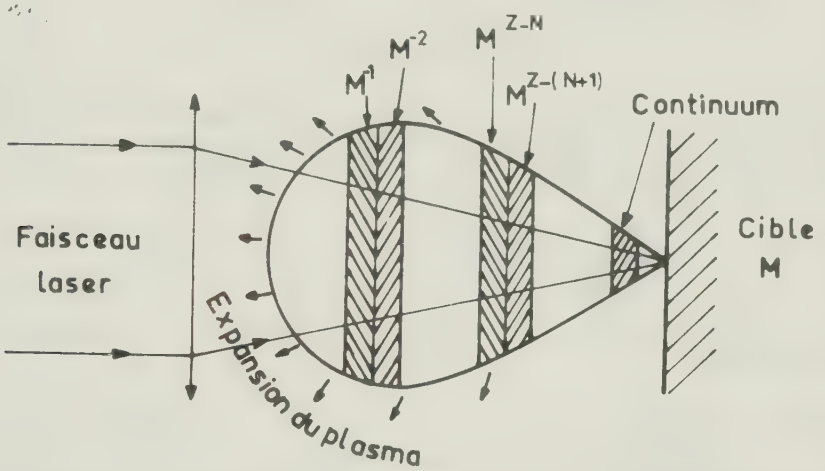
I.3.b - Description du spectrographe

Du point de vue de sa réalisation technique, ce spectrographe est constitué par un banc d'optique circulaire qui permet de matérialiser un cercle de ROWLAND de 1 m de rayon de courbure et le long duquel il est possible de disposer à son gré les divers éléments. Cette conception offre de grands avantages, aussi bien quant aux facilités de réglage que pour la possibilité ainsi offerte d'adapter les paramètres aux conditions de chaque expérience. Il est, par exemple, possible de choisir l'angle d'attaque que l'on peut faire varier de façon continue entre 2° et 40°

Une lunette goniométrique munie d'une pointe repère matérialisant le centre du cercle de ROWLAND, permet une mise en place précise des différents éléments constituant le spectrographe: fentes d'entrée et de sortie, miroir et réseaux dont la distance au centre est ajustée à moins de 0,03 mm près, l'orientation à 3" près et la position le long du banc, à 0,03 mm. L'ensemble de ces réglages est , de plus, entièrement réalisé en lumière visible ce qui présente un avantage considérable.

II - PRINCIPE GENERAL DU MONTAGE EXPERIMENTAL

Comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, l'observation, dans la région de 100 Å à 200 Å de la "bouffée" plasma produite par l'impact d'un faisceau-laser sur un corps solide, fait apparaître une répartition spatiotemporelle des ions formés suivant leur degré d'ionisation. Les maxima d'intensité des raies des spectres correspondant aux plus hauts degrés d'ionisation se trouvent les plus proches de la cible; en outre, au voisinage de celle-ci, on observe essentiellement un continuum de rayonnement couvrant un très large domaine spectral (fig.23).



Représentation extrêmement schématique et simplifiée de la répartition des espèces ioniques au sein de la boule de plasma.

Figure 23

Le montage que nous avons conçu a pour but d'obtenir le spectre d'absorption d'un continuum de rayonnement à travers une zône donnée de plasma. On utilise pour cela deux "bouffées" de plasma produites par l'impact de deux faisceaux-laser sur deux cibles qui peuvent être de nature différente. On aligne sur l'axe

d'entrée du spectrographe la zône correspondant au maximum d'émission du continuum dans l'une des "bouffées",qui constitue la source de rayonnement extérieur,avec la région de l'autre "bouffée" où les atomes de degré d'ionisation correspondant à ceux que l'on désire étudier sont en plus grand nombre (fig.24),ce dernier terme constituant, quant à lui, l'"échantillon" observé.

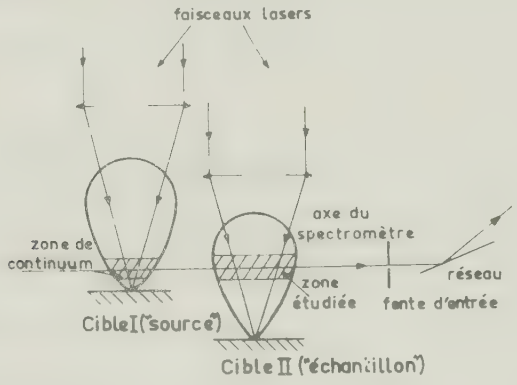


Schéma de principe du montage expérimental utilisé pour mesurer l'absorption du rayonnement X-U.V. au sein du plasma.

Figure 24

La position des "échantillons" par rapport à l'axe du spectrographe doit donc tenir compte des données acquises sur la distribution spatiale des diverses zônes. D'autre part, il existe un décalage dans le temps en ce qui concerne l'apparition des maxima respectifs pour l'émission du continuum et celle des raies du spectre des ions étudiés, lié notamment à la vitesse d'expansion du plasma ($v = 10^7$ cm/s). Ceci implique l'existence d'une ligne à retard optique disposée le long du trajet du faisceau générateur du rayonnement continu de la source extérieure.

Le principe du dispositif expérimental est représenté sur la figure 25 Deux barreaux métalliques reçoivent l'impact de

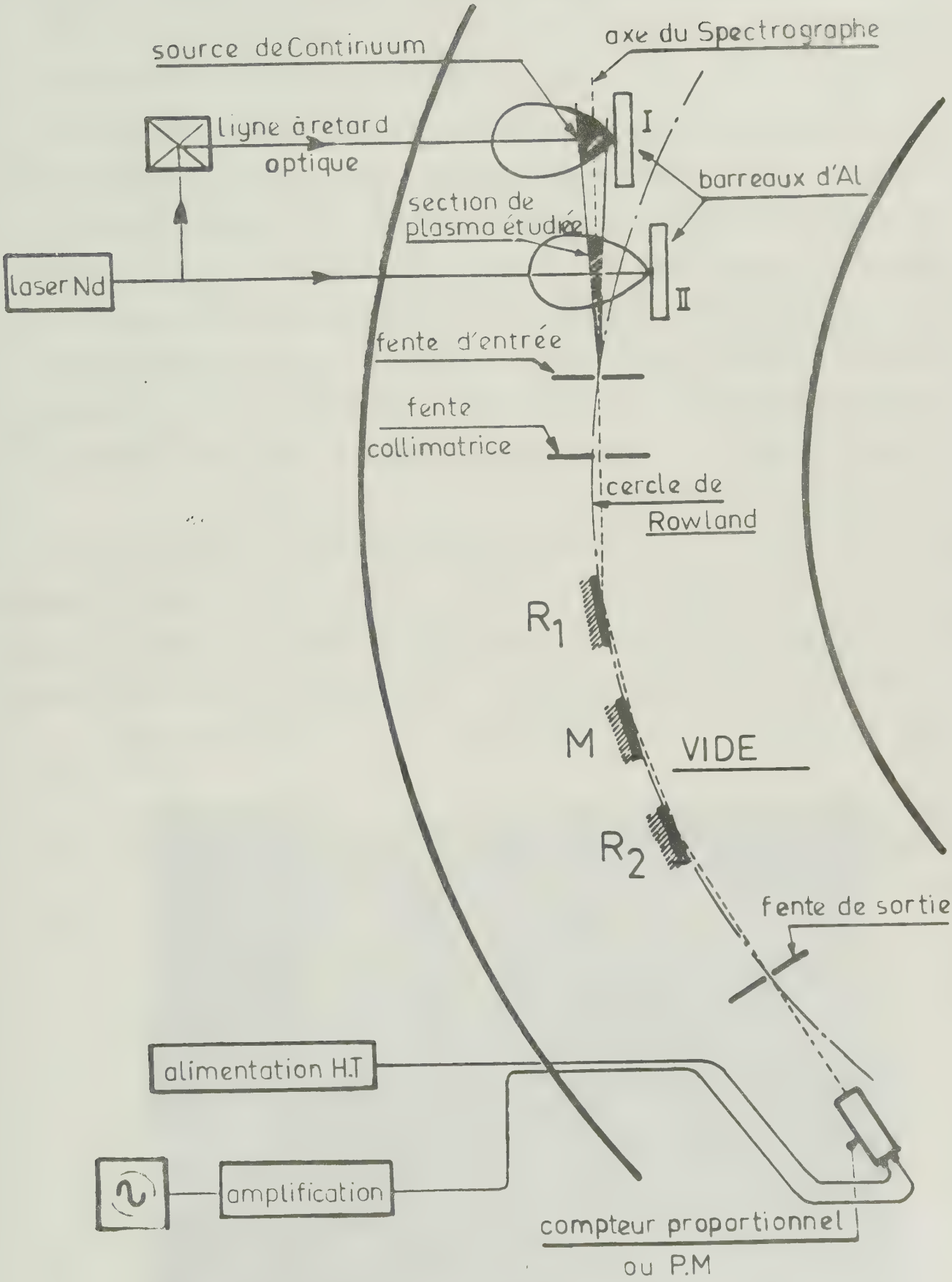


Schéma d'ensemble du montage expérimental

Figure 25

de deux faisceaux focalisés provenant d'un laser unique, donnant naissance à deux plasmas distincts. La cible I est située à une distance fixe de l'axe d'entrée du spectrographe à deux réseaux. Le rayonnement continu, provenant du plasma I formé au voisinage de cette cible, traverse une zône du second plasma (II) définie par le dièdre dessiné par les fentes d'entrée et collimatrice du spectrographe. Cette zône du plasma II, qui constitue l'"échantillon" absorbant, peut être choisie en faisant varier la distance de la cible II à l'axe d'entrée du spectrographe. Il est, par ailleurs, possible d'effectuer une exploration dans le temps en faisant varier le retard optique introduit sur le faisceau laser tombant sur la cible I.

Le cliché que l'on voit ci-dessous (planche I) représente une vue générale de l'ensemble laser-spectrographe. Au centre, on a marqué d'une flèche le dispositif de séparation des faisceaux. A droite du laser, au second plan, on devine, partiellement masqués par la tête oscillatrice, des éléments de la ligne à retard.

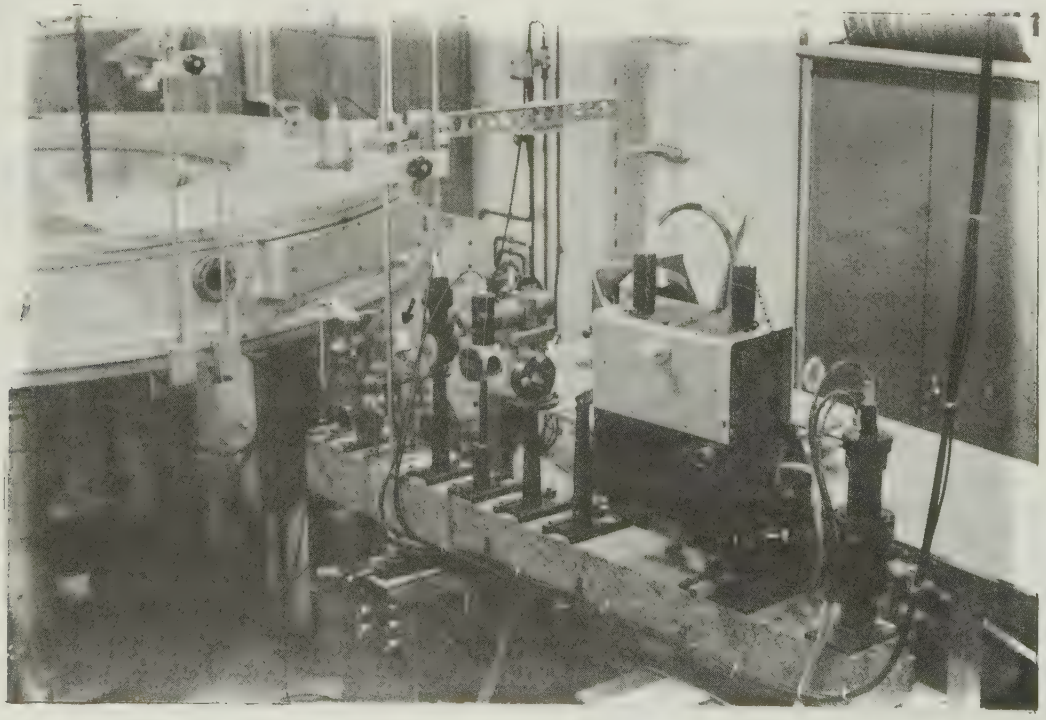


Planche I

III - LES DIFFERENTS CONSTITUANTS DU MONTAGE

III.1 - LE LASER

Nous avons utilisé au cours de ce travail un laser du type C.G.E. VD 160 dont le faisceau possède une puissance qui peut atteindre 100 MW pour une largeur à mi-hauteur d'environ 40 ns. En fonctionnement automatique, il peut délivrer 1 tir par minute. Des lames de verre disposées à 45° le long du trajet du faisceau permettent de prélever une fraction de l'énergie qui est utilisée pour alimenter une cellule photoélectrique et un microcalorimètre.

- La cellule photoélectrique rapide SGD 100 délivre un signal de synchronisation destiné au déclenchement du complexe électronique de mesure.

- Le microcalorimètre PS 16 permet d'estimer l'énergie du faisceau et est également relié à la chaîne de mesure.

La séparation du faisceau a été obtenue à l'aide d'un prisme à réflexion totale disposé sur le trajet du faisceau laser initial et l'interceptant partiellement. La répartition de l'énergie entre les deux faisceaux est modifiable en réglant l'importance de cette interception comme le montre le schéma ci-dessous (fig.26).

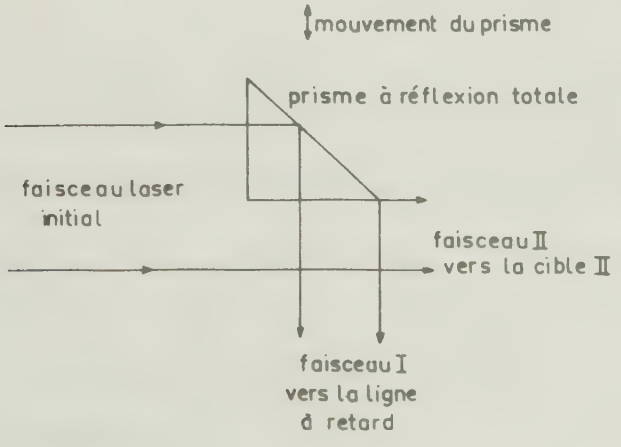
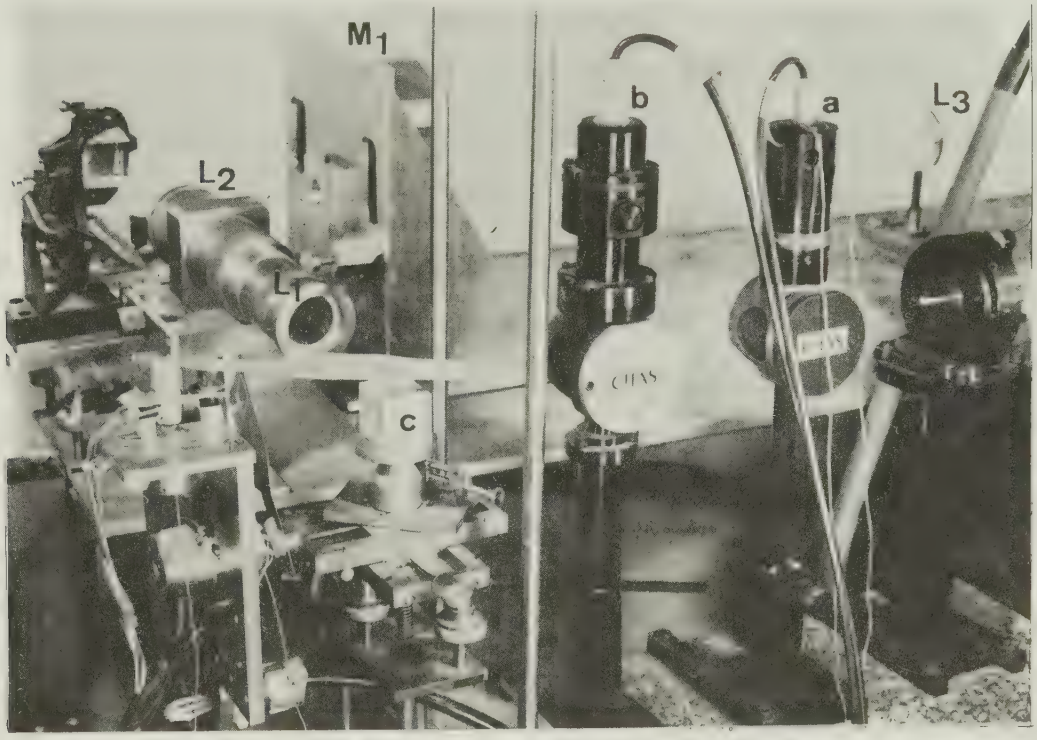


Schéma de principe du dispositif de séparation des faisceaux

Figure 26

A cette fin, comme on peut le voir ci-dessous, le prisme (c) est disposé sur une platine dont les divers mouvements permettent en outre d'ajuster la direction du faisceau dévié.



a: cellule SGD 100
b: microcalorimètre PS 16
c: prisme de séparation
M_1, L_1, L_2, et L_3: éléments de la ligne à retard décrite ci-après.

Planche II

III.2 - LA LIGNE A RETARD OPTIQUE

Lorsque l'on a besoin de faibles retards, un simple aller et retour sur un miroir convenablement disposé est suffisant. Pour des retards plus importants, ce procédé n'est plus utilisable: sur un long trajet le faisceau-laser se déforme, sa divergence, bien que faible, finit par conduire à un élargissement important et sa

direction devient imprécise; d'autre part il faudrait utiliser un montage différent pour chaque valeur de retard désirée. Aussi avons-nous utilisé un système optique de type cellule de WHITE[55] dont les pupilles d'entrée et de sortie sont conjuguées ce qui permet l'obtention de longs trajets sans perturbation notable du faisceau.

La cavité, de 2 m de longueur (fig.27), comporte deux miroirs concaves dorés M_1 et M_2, de 2 m de rayon de courbure, disposés en vis à vis de sorte que, leurs axes optiques étant confondus, leurs centres de courbure respectifs C_1 et C_2 soient situés sur la surface de l'autre. En fait, M_2 a été scié suivant un diamètre formant un axe de rotation autour duquel viennent s'articuler indépendamment les deux moitiés M_2',M_2''. Les centres de courbure correspondants C_2' et C_2'' sont généralement disjoints sur M_1, M_2' formant avec M_2'' un angle faible dont la valeur convenablement ajustée détermine le nombre d'allers et retours qu'un faisceau de rayonnement pénétrant dans la cavité pourra effectuer avant de ressortir.

Le parcours du faisceau est ainsi ajustable de 4 m en 4 m, soit, au point de vue temporel, par sauts d'environ 13 ns. Le réglage s'effectue en lumière visible à l'aide d'un laser He-Ne.

Si n taches sont présentes sur le miroir M_1, le nombre d'allers et retours est de n+1 ce qui correspond à un trajet de 4(n+1) m. En pratique, on ne peut guère dépasser n = 7 (soit, 100 ns) par suite de l'affaiblissement de l'énergie dû aux réflexions successives.

Sur la figure 27 on a représenté le cas correspondant à n = 3, soit à 50 ns environ. Les trajets successifs sont numérotés dans l'ordre chronologique, de 1 à 8. On voit que le faisceau initia-

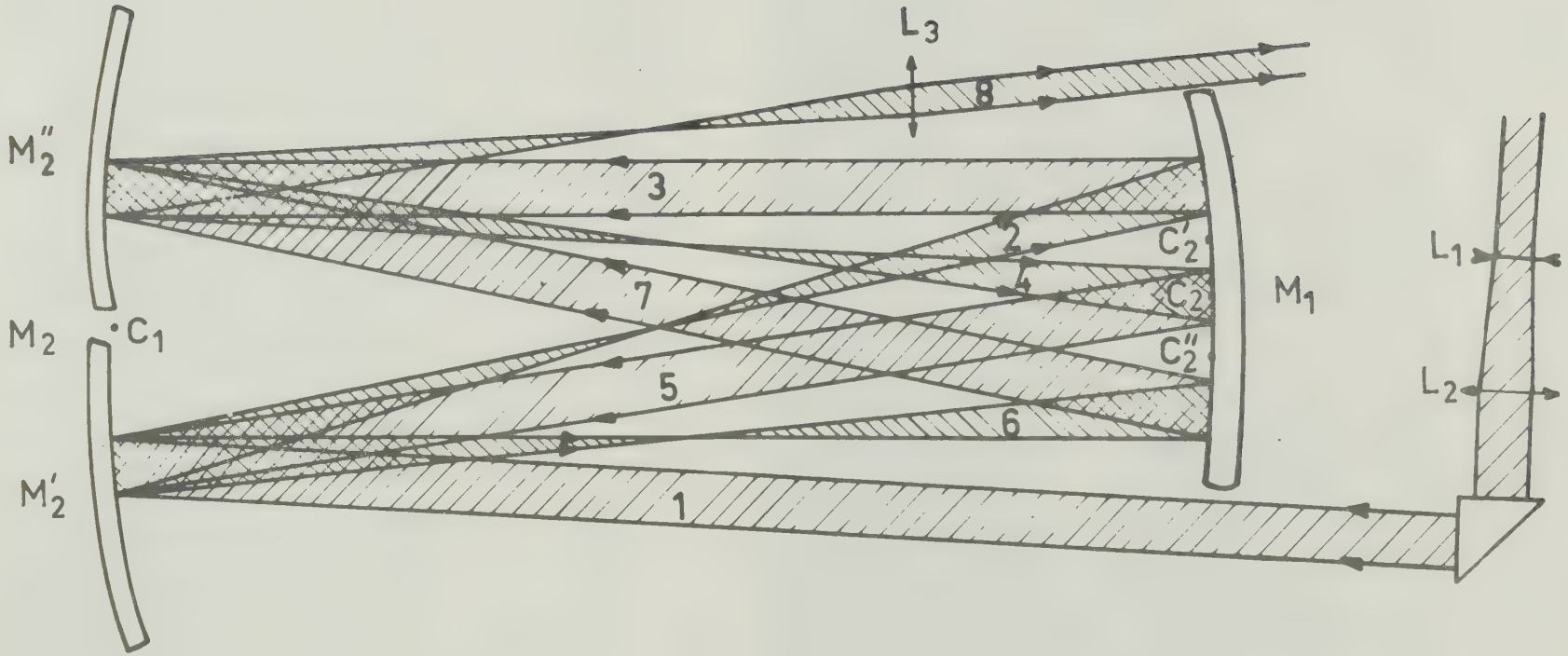


Schéma de la ligne à retard. On voit le trajet suivi par le faisceau (de 1 à 8) lorsque 3 taches sont présentes sur le miroir M_1: le retard correspondant est alors d'environ 50 ns.

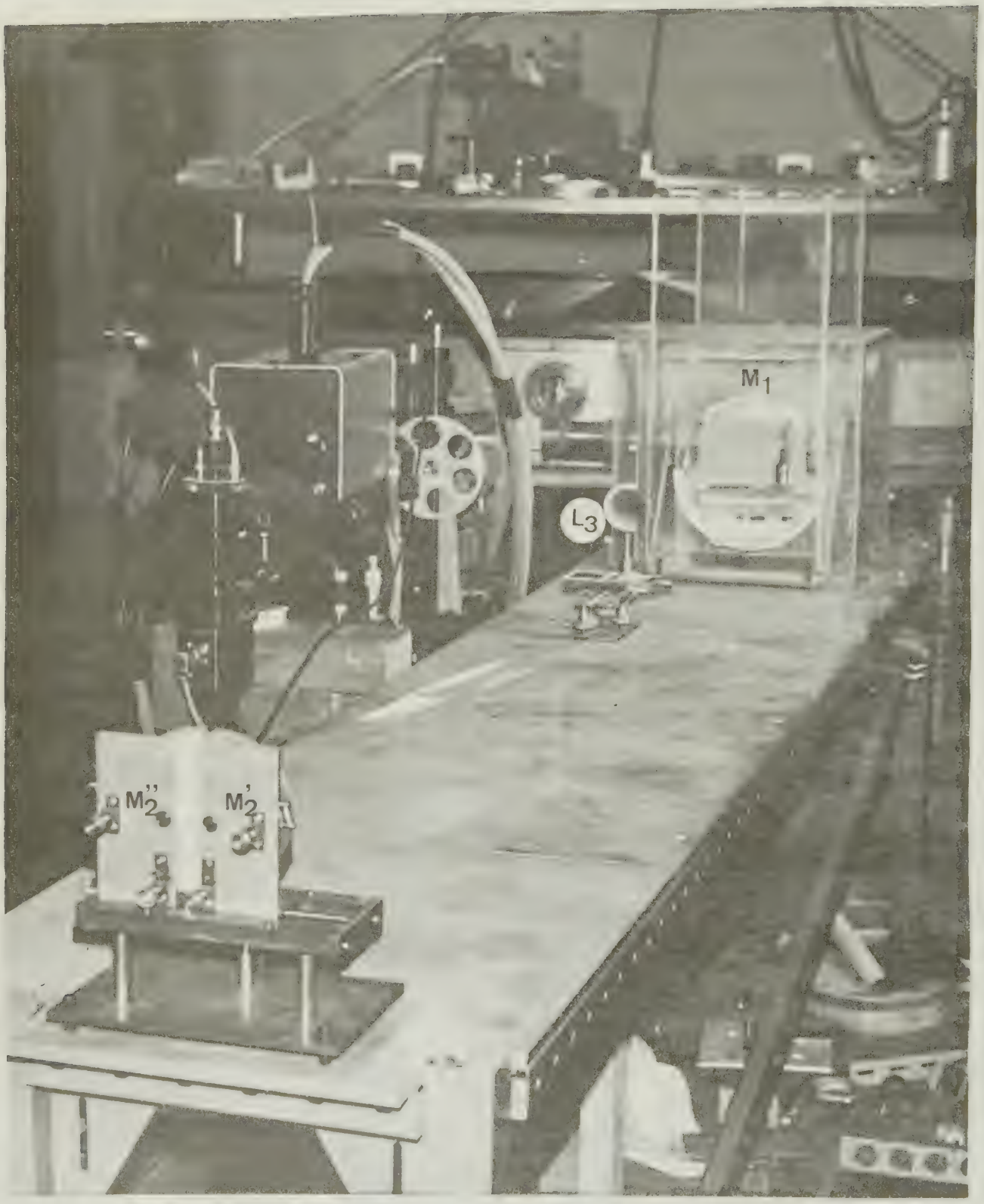
Figure 27

lement parallèle subit une focalisation au centre de la cavité, à chaque retour. Ceci est susceptible de provoquer, au passage du puissant ravonnement pulsé du laser "verre-néodyme", des claquages de l'air qui absorbent une grande partie de l'énergie. Ce phénomène peut constituer une gêne, mais, en pratique sa fréquence d'apparition reste raisonnable ce qui permet de travailler dans des conditions satisfaisantes. Néanmoins nous avons prévu l'installation ultérieure, entre les miroirs, d'une enceinte sous vide munie de deux hublots transparents, de sorte que les points de focalisation ne se produisent plus dans l'air. Ce dispositif évitera la construction d'une enceinte de trop grande dimension.

L'ajustement du parallélisme du faisceau primaire est assuré par un système afocal réglable, comportant deux lentilles successives divergente (L_1), puis convergente (L_2). Ce système est utilisé en même temps pour doubler la section du faisceau; cette précaution est prise dans le but de diminuer son énergie par unité de surface et éviter ainsi les risques de détérioration des surfaces réfléchissantes. A la sortie, le faisceau, après une dernière focalisation, traverse une lentille convergente L_3 de 50 cm de focale, convenablement placée, qui lui restitue son parallèlisme et sa section d'origine.

La taille des miroirs a été réalisée par L'OPTIQUE SCIENTIFIQUE et leur dorure a été aimablement effectuée par Mr. CHAUVINEAU, de l'INSTITUT D'OPTIQUE.

Le cliché suivant (planche III) montre l'aspect général de la ligne à retard, telle qu'elle a été réalisée. On aperçoit, au fond, le spectrographe ouvert.



Aspect général de la ligne à retard

Planche III

III.3 - LES DISPOSITIFS DE PRODUCTION DU PLASMA

Ils sont constitués chacun d'une lentille focalisatrice et d'un barreau métallique dont un mouvement hélicoïdal, commandé de l'extérieur, permet d'assurer le renouvellement de la zône d'impact (planche IV). Pour la production du plasma II ("échantillon"), nous avons utilisé le dispositif qui existait déja: il servait auparavant de "source" de rayonnement. Nous nous sommes inspirés de cette réalisation pour la conception de celui destiné à créer le plasma I ("source"). Les principales caractéristiques de ces deux unités sont les suivantes:

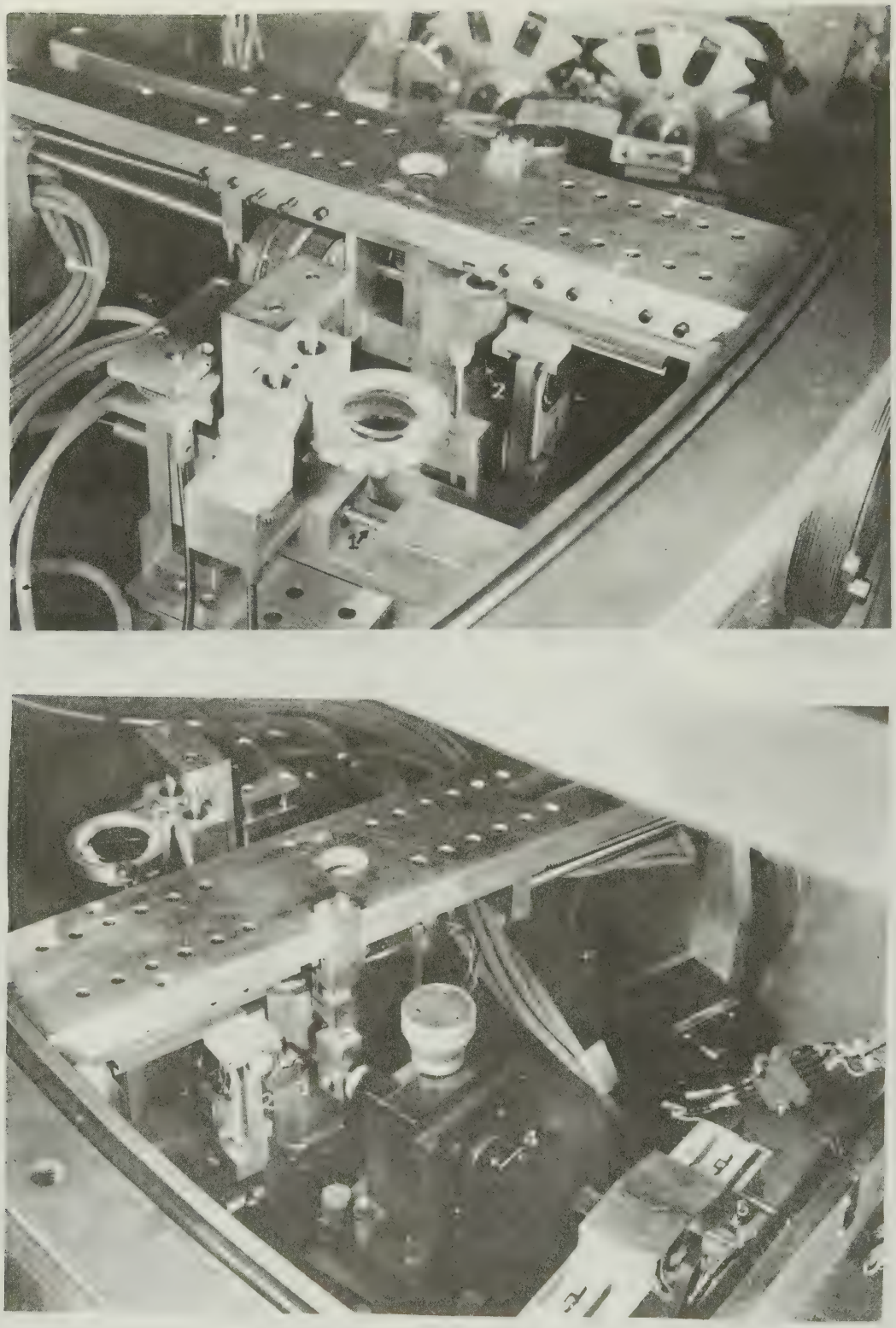
III.3.a - Unité "échantillon"

Le faisceau arrive horizontalement et, après traversée de la lentille, vient se focaliser sur le barreau métallique, disposé verticalement. On peut régler la focalisation et un mécanisme comprenant une vis micrométrique permet de déplacer l'ensemble lentille-cible, donc sans changer les conditions de focalisation, le long de l'axe du faisceau-laser, perpendiculairement à l'axe du spectrographe. On peut donc faire varier et repérer la distance d entre la cible et l'axe; cette distance détermine, comme nous l'avons vu, la zône du plasma dont on désire mesurer l'absorption. Les divers mouvements sont accessibles de l'extérieur.

III.3.b - Unité "source"

Pour des raisons de géométrie, le faisceau arrive du haut dans le spectrographe; il est vertical. La focalisation s'effectue sur le barreau* disposé ici horizontalement, à la perpendiculaire de l'axe d'entrée. On peut, comme précédemment régler la focalisation, mais on dispose cette fois, non pas de 1, mais de 2

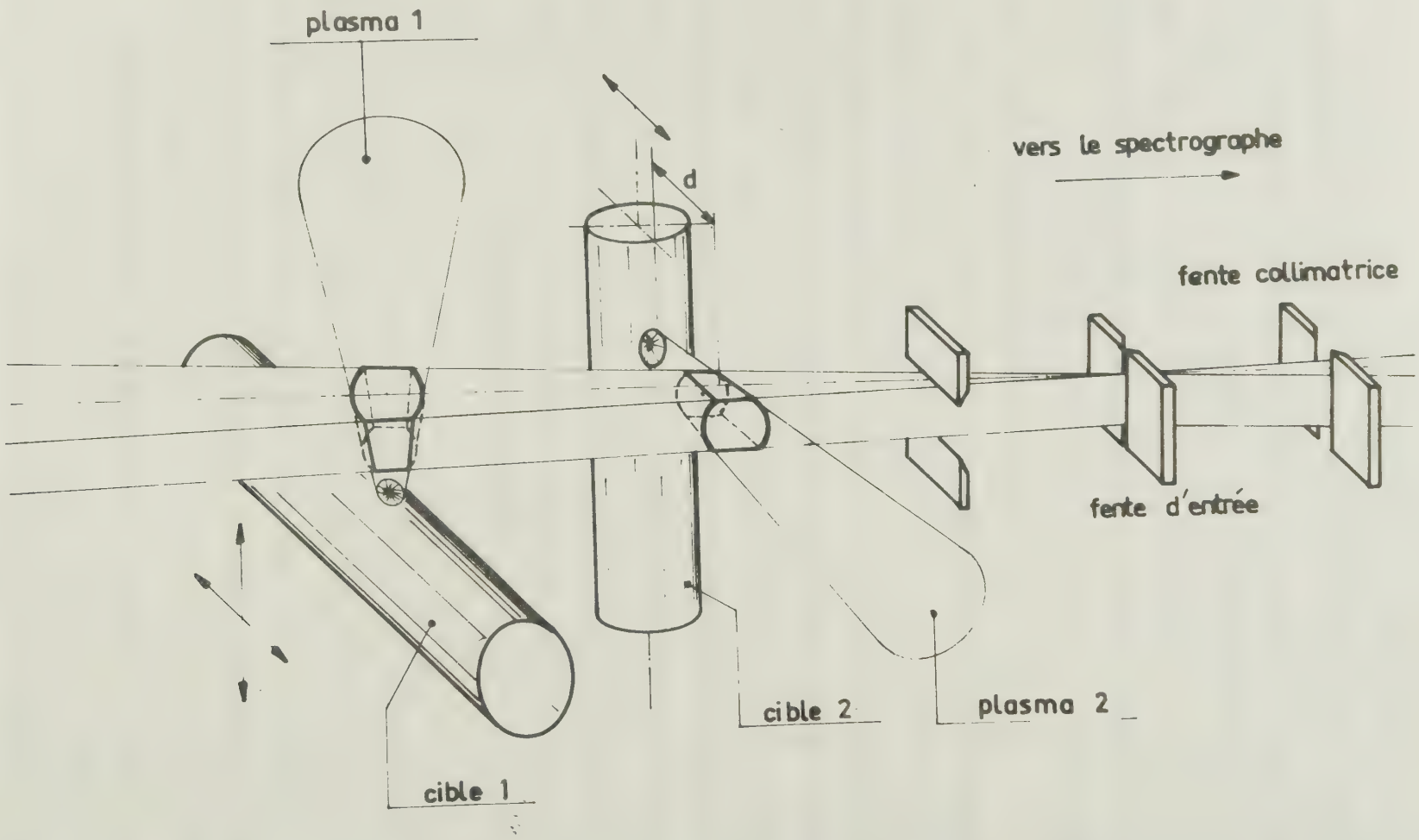
* primitivement, le barreau était constitué d'aluminium mais, par la suite, on a utilisé du tungstène, métal plus lourd, qui émet un spectre continu relativement intense dans le domaine de rayonnement étudié.



1: cible I
2: cible II
3: diaphragme horizontal
4: fente d'entrée du spectrographe
5: fente collimatrice

Le montage à l'intérieur du spectrographe
vu sous deux angles différents

Planche IV



Géométrie du montage. Le diaphragme horizontal et les deux fentes du spectrographe délimitent les zônes de plasma observées. On a représenté les deux mouvements orthogonaux de la cible 1 et le mouvement de la cible 2 permettant de faire varier la distance d de cette dernière au centre de la zône de plasma découpée.

Figure 28

mouvements de translation pour l'ensemble lentille-cible (c'est à dire, toujours sans changer les conditions de focalisation). Ces mouvements sont orthogonaux et ont pour but d'ajuster l'alignement de la petite zône de plasma correspondant au maximum d'émission du continuum sur l'axe d'entrée, ou plutôt, à l'intérieur de l'angle solide d'admission qui lui correspond. L'un d'entre eux s'effectue le long de l'axe du faisceau-laser et s'apparente à celui du cas précédent, mais, cete fois, il est vertical. L'autre mouvement est horizontal et perpendiculaire à l'axe du spectrographe, donc orienté suivant un rayon du cercle de ROWLAND.

III.3.c - Géométrie du montage

Sur la figure 28, on peut voir la disposition du montage (dont la réalisation est représentée sur la planche IV) et le découpage des zônes d'émission et d'observation imposé par les fentes d'entrée et collimatrice ainsi que par le diaphragme horizontal. Les fentes déterminent un dièdre d'arête verticale dont l'intersection avec le plasma "échantillon" définit la résolution spatiale. En agissant sur la collimation, on peut faire varier la largeur de la tranche découpée dans l'"échantillon" de 0,1 mm à quelques mm. La distance d de cette zône à la cible est déterminée par la vis micrométrique dont nous avons déja signalé l'existence plus haut

Les mesures d'absorption exigent que la totalité du rayonnement de la source parvenant jusqu'au compteur ait effectivement traversé l'"échantillon". C'est pourquoi nous avons été conduits à installer un diaphragme constitué par une fente horizontale disposée le plus près possible du point de focalisation pour l'échantillon et de largeur comparable à celle des cratères observés sur la cible correspondante (1 mm).

III.3.d - Réglage de l'alignement

Le réglage de l'alignement de ce montage est assez délicat. On matérialise l'axe du spectrographe à l'aide du faisceau d'un laser He-Ne passant à hauteur de l'axe optique de la lentille focalisatrice de l'"échantillon" (c'est à dire, du cratère formé sur la cible), maintenu horizontal et passant par la fente d'entrée et la fente collimatrice. On peut alors disposer le diaphragme, d'une part et la "source", d'autre part. L'emplacement des points de focalisation sur les cibles est repéré en envoyant un faisceau de lumière parallèle sur chacune des lentilles.

Mais, en pratique, ce réglage n'est pas suffisant; la dimension transversale du faisceau He-Ne est loin d'être négligeable et introduit donc des imprécisions. Le spectrographe étant en utilisation, il est rare d'être en mesure d'obtenir, dès l'abord, un signal provenant de la "source" seule (ce qui n'est pas le cas pour l'"échantillon"). Il est nécessaire de poursuivre cette recherche en jouant faiblement sur les deux mouvements orthogonaux (le bon alignement correspond à une plage de quelques dixièmes de millimètres seulement, 1 mm au maximum, pour chacun des deux mouvements). On peut, alors seulement, tenter d'améliorer l'intensité du signal obtenu.

En fonctionnement automatique, nous avons vu que le laser travaille sur un rythme de 1 tir par minute, ce qui correspond à la cadence maximale acceptable, compte tenu de l'échauffement du flash. D'autre part, comme nous le verrons, l'énergie délivrée subit des fluctuations qui se répercutent sur l'intensité du signal du compteur. On conçoit, dans ces conditions, que le type de réglage dont nous venons d'exposer les principes, exige du temps et, bien entendu, une longue patience.

III.4 - LA DETECTION

Trois types de détecteurs ont été utilisés dans ce travail: la plaque photographique, un scintillateur lié à un photomultiplicateur rapide, le compteur proportionnel à flux gazeux.

III.4.a - Plaque photographique

Nous avons employé ce procédé pour obtenir des enregistrements du spectre d'émission ou d'absorption sur un large domaine de longueurs d'onde. Le film employé était de haute sensibilité (Kodak, SC5) avec une surface démunie de gélatine qui absorberait le rayonnement X-U.V..Chaque enregistrement demande un grand nombre de tirs-laser successifs: une centaine avec un seul réseau, quelques milliers avec les deux réseaux dans le cas d'un spectre d'absorption de résolution élevée.

III.4.b - Scintillateur et photomultiplicateur rapide

Nous avons réalisé ce type de détection au début de ce travail afin d'étudier la résolution dans le temps de l'émission (cf. chapitre précédent); le scintillateur utilisé était un plastique fluorescent ou du paraterphényl pur déposé directement sur la face avant du phototube. Ce dernier qui est de faible temps de montée (R.T.C., 56 AVP-03) a été disposé à l'intérieur d'un blindage électrique et magnétique. La réalisation a été effectuée par l'atelier d'électronique du laboratoire qui a dû tenir compte de deux impératifs: les tenues thermique et électrique; le fonctionnement en impulsion. Le pont répartiteur, situé à l'arrière du phototube (donc sous vide), est de résistance élevée pour diminuer la dissipation calorifique et il existe un découplage

par étage, par rapport à la masse. L'anode est adaptée sur 50 Ω en bout de chaîne. L'ordre de grandeur du signal qui était photographié sur l'écran d'un oscilloscope cathodique, variait de 200 mV pour le maximum du fond continu à 1 V et davantage pour certaines raies, la haute tension étant de 2.400 V. Le phototube blindé, muni de son pont répartiteur, était fixé sur la platine mobile du compteur (laquelle sera décrite ci-après) ce qui permettait de le déplacer sous vide. Cette installation a nécessité la réalisation d'un dispositif d'adaptation.

III.4.c - Compteur proportionnel à flux gazeux

Ce dispositif de détection avait été réalisé auparavant par P.DHEZ[48] en s'inspirant partiellement des caractéristiques d'un autre compteur, préalablement décrites par A.P. LUKIRSKII[56]. Jusqu'à ces dernières années, l'utilisation du compteur à flux gazeux était limitée à la mesure des flux faibles et constants. P. DHEZ[48,57] et M. CUKIER[58] ont montré que, dans le cas des flux brefs et élevés délivrés par un plasma-laser et moyennant certaines conditions, le signal obtenu était proportionnel au flux reçu ce qui permet d'obtenir avec une bonne précision des mesures directes des intensités relatives.

Un fil de tungstène, poli électrolytiquement et porté à la haute tension est tendu au centre d'une cavité métallique remplie d'un gaz sous faible pression (méthane, quelques Torrs). La pénétration des photons dans cette chambre d'ionisation, après traversée de la fente de sortie du spectrographe, s'effectue à travers une fenêtre réalisée par une mince couche de collodion (1.000 Å); cette membrane concilie à la fois les nécessités d'étanchéité au gaz et de transparence au rayonnement. L'avalanche d'ions

produite par le passage du flux de photons fait apparaître une brusque variation de tension qui est enregistrée par l'intermédiaire d'un amplificateur, lequel intègre ce signal avec un temps de montée d'environ 300 ns; cette phase est suivie d'un long pallier de descente.

Le compteur est disposé sur une platine dont les mouvements, de rotation et suivant le cercle de ROWLAND, sont assurés par des moteurs électriques dont les commandes sont situées à l'extérieur de l'enceinte. Ces mouvements entraînent, d'autre part, deux potentiomètres dont les résistances mesurées également de l'extérieur par un système de pont, permettent de repérer les positions.

III.5 - ACQUISITION DES DONNEES

Pour des raisons qui seront exposées plus loin, chaque mesure exige la connaissance, en plus de la valeur du signal délivré par le compteur, de l'énergie fournie par chaque tir-laser correspondant; celle-ci est déterminée à l'aide du microcalorimètre dont nous avons déja parlé. Cette mesure de l'énergie du faisceau est obtenue à partir de la différence entre les indications du microcalorimètre juste avant et juste après le tir. Au total, trois valeurs doivent être enregistrées chaque minute.

L'atelier d'électronique du Laboratoire a conçu et mis au point, à partir de ce qui existait déja (voltmètre Solartron et imprimante), un dispositif automatique d'enregistrement des données qui permet l'impression directe sur la machine à écrire de ces trois valeurs de la manière suivante:

- indication du microcalorimètre 5 s avant le tir;
- valeur crête du signal "compteur" 500 ns après le tir;
- indication du microcalorimètre quelques secondes après.

La mesure des tensions est effectuée à l'aide d'un voltmètre numérique classique (précisément le "compact logger" du Solartron dont nous disposions). Ce type d'appareil est parfaitement adapté aux indications fournies par le microcalorimètre dont les variations sont très lentes. Mais pour les signaux rapides provenant du compteur, il est nécessaire de stocker l'information dans une mémoire pour laisser le temps au voltmètre d'en effectuer la mesure.

La chaîne comporte plusieurs amplificateurs agissant à différents niveaux d'entrée et de sortie, une mémoire et cinq "monostables", circuits intégrés déterminant l'instant et la durée de chaque opération logique à partir du signal de synchronisation provenant de la cellule rapide (dont nous avons également parlé plus haut).

Le schéma de principe de la chaîne de mesure est représenté sur la figure 29 et la suite des opérations dans le temps sur la figure 30. Le signal de synchronisation commande le monostable M_1 qui autorise la mémorisation pendant 1 s et, pendant le même temps, le voltmètre est mis en relation avec la mémoire par le relais R. De plus, le basculement de M_1 déclenche les monostables M_2, M_3, M_4 et M_5.

- M_2 autorise l'enregistrement dans la mémoire pendant 500 ns. Au terme de cette période, celle-ci a enregistré la valeur crête du signal-laser.

- M_3 introduit un retard de 50 ns avant l'envoi de l'ordre de conversion au voltmètre; cet ordre se traduit par l'impression

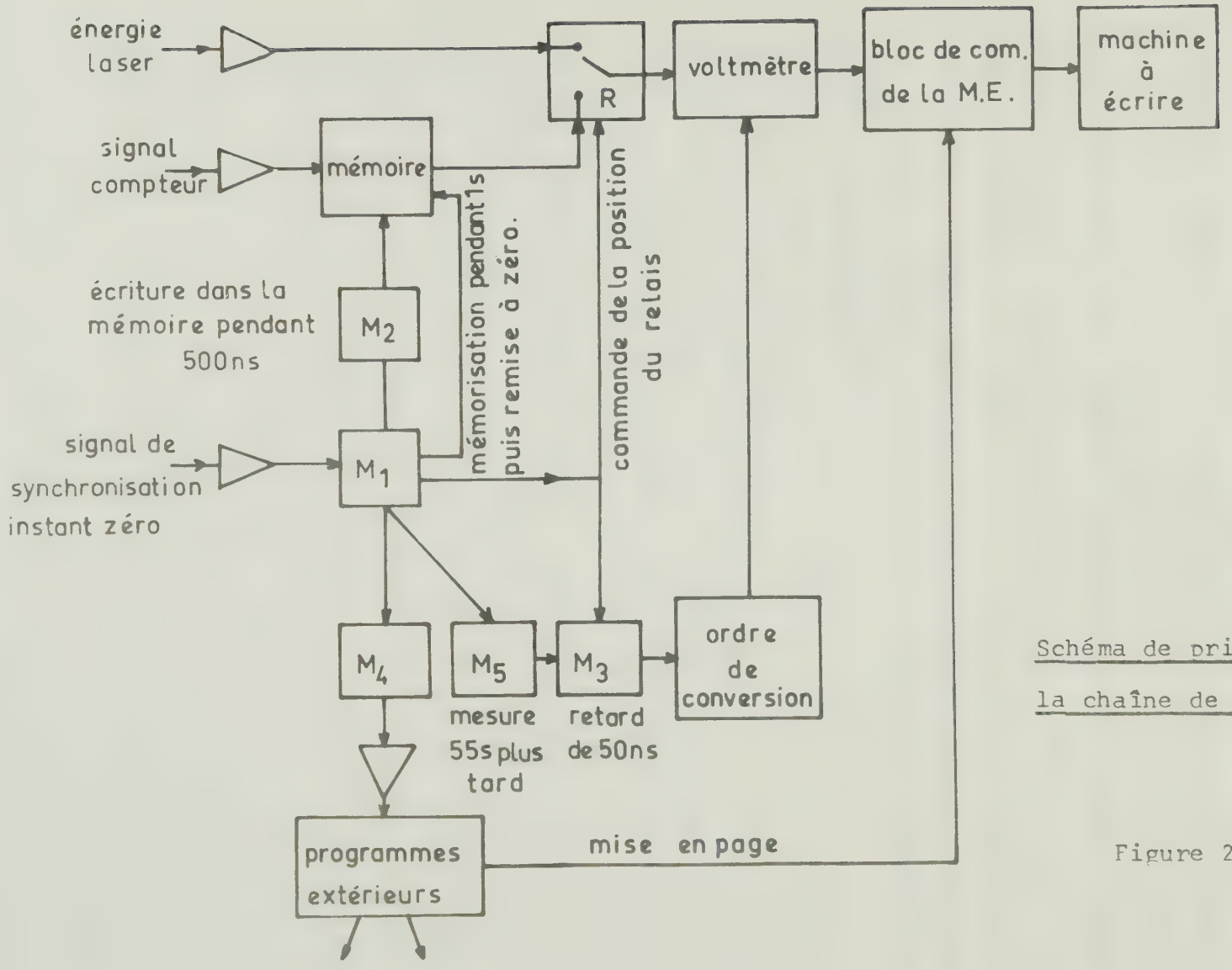
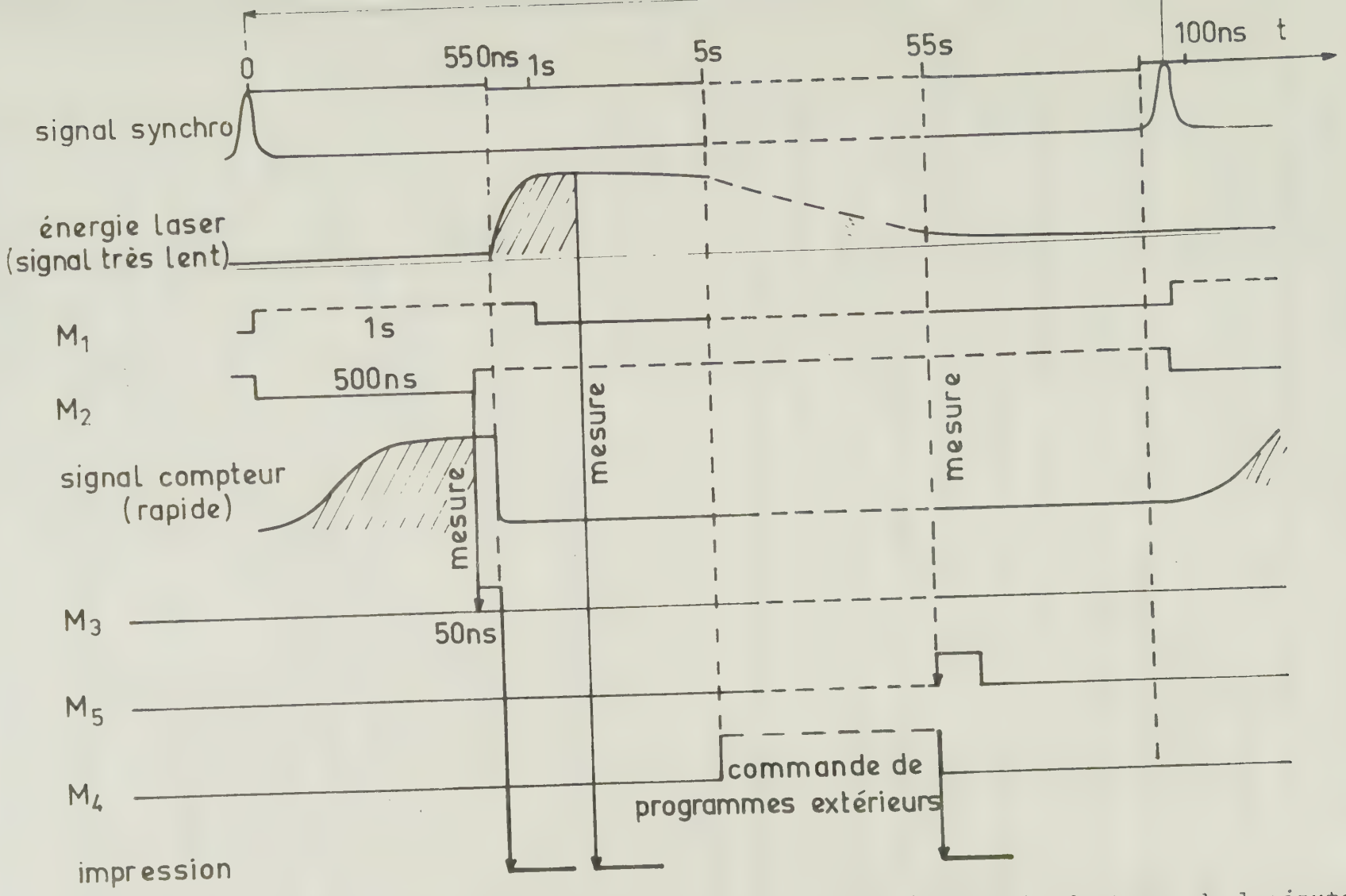


Schéma de principe de la chaîne de mesure

Figure 29



Succession des opérations de la chaîne de mesure au cours de l'intervalle de temps de 1 minute séparant deux tirs-laser successifs. On a utilisé une échelle de temps dilatée pour les parties correspondant aux phénomènes rapides.

Figure 30

de la valeur sur l'imprimante. Le retard est introduit pour tenir compte du temps nécessaire au voltmètre pour effectuer la mesure.

- Immédiatement après intervient la mesure de l'énergie-laser grâce à la commutation du relais R sur cette voie suivie de l'ordre de conversion (impression).

- M_4 permet après ces opérations, 4 à 5 s plus tard, la commande de programmes extérieurs (mise en page etc...).

- M_5 assure, 55 s après le tir-laser, soit, 5 s avant le suivant, la possibilité de mesurer et d'imprimer l'énergie résiduelle du microcalorimètre. Cette dernière mesure est, en fait, rattachée au cycle suivant; de même, pour celui que nous venons de décrire, on utilise la valeur de l'énergie résiduelle mesurée à la fin du cycle précédent, puisque l'énergie-laser est obtenue en faisant la différence entre les valeurs fournies par le microcalorimètre avant et après le tir.

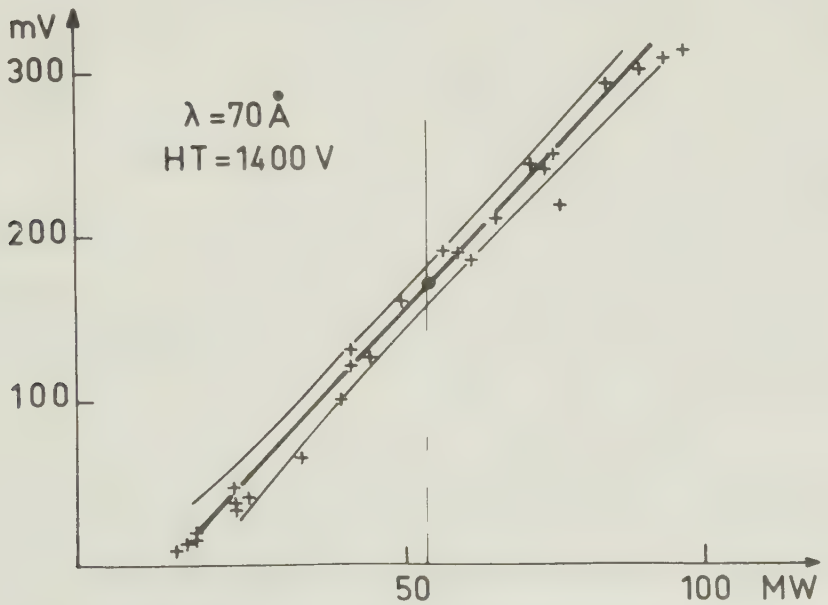
IV - TRAITEMENT DES DONNEES

IV.1 - CALCUL DE LA TRANSMISSION

L'émission du laser subit des fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre qui peuvent atteindre 30 %. Comme l'intensité émise par un plasma dépend, en grande partie, de la quantité d'énergie qui l'a créée, il s'en suit que les valeurs des signaux délivrés par le compteur pour une série de tirs effectués dans les mêmes conditions, présentent une dispersion importante qui s'ajoute à celle produite par les variations également aléatoires telles que la réponse du compteur etc...: si la puissance du laser

était rigoureusement constante, le signal délivré par le compteur n'en présenterait pas moins des fluctuations d'un tir à l'autre qui seraient dues, pour une part, à la dispersion de la réponse du compteur lui-même, laquelle croît avec la tension d'utilisation; d'autre part, il n'y aurait pas parfaite reproductibilité du plasma formé du fait de l'usure de la cible, des irrégularités de la forme des cratères dues aux inhomogénéités de la cible et aux variations aléatoires de la répartition de l'énergie à l'intérieur même du faisceau-laser. Mais il demeure que les écarts les plus importants sont dus aux variations de la puissance du laser et il est indispensable de connaître la dépendance entre celle-ci et la réponse du compteur, sans quoi toute mesure deviendrait impossible.

Des études statistiques ont été entreprises par P. DHEZ[48] (à partir d'un seul plasma), en faisant varier systématiquement la puissance du laser grace à l'utilisation de filtres et en employant la méthode des moindres carrés. On voit sur la figure 31 que cette dépendance déterminée ici à partir de



Intensité du rayonnement X-U.V. émis par le plasma en fonction de la puissance du tir-laser. La droite a été calculée par la méthode des moindres carrés; de part et d'autre, on a figuré l'intervalle de confiance (d'après 48).

Figure 31

rayonnement continu à 70 Å est linéaire. L'espace délimité par les les deux courbes situées de part et d'autre de la droite obtenue représente les intervalles de confiance à 95 °/₀ calculés le long de cette droite; on voit qu'il est minimum pour la valeur moyenne.

La réalisation d'une mesure nécessite donc un traitement statistique. Celui-ci est réalisé à l'aide d'un calculateur Olivetti Programma 101 dans lequel on introduit les données (énergie résiduelle du calorimètre, signal "compteur", énergie de crête du calorimètre) relatives à environ 30 tirs successifs. On obtient ainsi l'équation de la droite de régression linéaire, le coefficient de corrélation linéaire (égal à 1 pour une droite parfaite et à 0 pour les points distribués uniformément dans un cercle), les valeurs moyennes "compteur" et "laser", les écarts-types et les intervalles de confiance sur la moyenne du signal compteur en fonction de diverses puissances du laser. Il est donc possible d'interpoler la valeur du signal pour une puissance arbitraire et de connaître l'intervalle de confiance correspondant.

Les mesures d'absorption nécessitent la détermination de trois valeurs "compteur" par la méthode précédente: l'émission du plasma I seul, que nous appellerons X, celle du plasma II,Y et celle des deux plasmas à la fois que l'on notera Z . Nous appelons transmission $\bar{T}$ du plasma II la valeur:

"4" $$\bar{T} = (\bar{Z} - \bar{Y})/\bar{X}$$

où $\bar{X}$, $\bar{Y}$ et $\bar{Z}$ sont les valeurs moyennes des quantités X, Y et Z mesurées. L'absorption $\bar{K}$ est alors:

"5" $$\bar{K} = 1 - \bar{T}$$

Ces définitions de la transmission et de l'absorption seront justifiées au chapitre suivant en considérant l'équation de

transfert du rayonnement dans le plasma.

Pour que les quantités ainsi déterminées aient un sens, il est nécessaire que les trois valeurs correspondent à une même puissance du laser, ce qui n'est généralement pas le cas. On prend donc telle quelle la valeur moyenne de l'une d'entre elles (habituellement Z) et l'on interpole les deux autres à la puissance laser attachée à la première valeur; ces interpolations sont obtenues en utilisant les équations des droites de régression linéaire.

IV.2 - PRECISION SUR LA TRANSMISSION

Considérons la valeur moyenne $\bar{Q}$ d'une quantité Q obtenue à partir de n mesures successives Q_i. On appelle <u>variance</u> $\sigma^2(Q)$ l'expression:

"6" $$\sigma^2(Q) = \frac{\sum_{i=1}^{n}(Q_i-\bar{Q})^2}{n-1} = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i^2-n\bar{Q}^2}{n-1}$$

- <u>L'écart type</u> est:

"7" $$\sigma(Q) = \left(\frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i^2-n\bar{Q}^2}{n-1}\right)^{1/2}$$

- On appelle <u>écart type de la moyenne</u> la quantité:

"8" $$\sigma(\bar{Q}) = \left(\frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i^2-n\bar{Q}^2}{n(n-1)}\right)^{1/2}$$

Nous allons calculer l'erreur sur la transmission moyenne $\bar{T}$ à partir des écarts-types des moyennes des trois variables. Considérons une valeur particulière T = T(X,Y,Z) ainsi que la valeur moyenne $\bar{T} = T(\bar{X},\bar{Y},\bar{Z})$. L'écart $dT = T - \bar{T}$ peut s'exprimer sous la forme:

$$dT \simeq \frac{\partial T}{\partial X}(X-\bar{X}) + \frac{\partial T}{\partial Y}(Y-\bar{Y}) + \frac{\partial T}{\partial Z}(Z-\bar{Z})$$

$$= -\frac{Z-Y}{X^2}(X-\bar{X}) - \frac{1}{X}(Y-\bar{Y}) + \frac{1}{X}(Z-\bar{Z})$$

Soit dX, dY et dZ les écarts de X, Y et Z aux valeurs moyennes, l'écart sur $\bar{T}$ s'écrit finalement:

$$dT \simeq dZ/X - dY/X - TdX/X$$

D'après le théorème d'addition des variances[59], les variances s'ajoutent lorsque les variables sont indépendantes. Pour les variables indépendantes dX, dY et dZ, il vient:

"9" $$\sigma^2(dT) \simeq \sigma^2(dZ/X) + \sigma^2(dY/X) + \sigma^2(TdX/X)$$
$$= \{\sigma^2(dZ) + \sigma^2(dY) + T^2\sigma^2(dX)\}/X^2$$

On peut montrer, d'autre part, que:

$$\sigma^2(dT) = \sigma^2(T),\ \sigma^2(dX) = \sigma^2(X),\ \sigma^2(dY) = \sigma^2(Y),\ \sigma^2(dZ) = \sigma^2(Z).$$

Si l'on a n mesures, on montre également que:

$$\sigma^2(\bar{X}) = \frac{\sigma^2(X)}{n},\ \sigma^2(\bar{Y}) = \frac{\sigma^2(Y)}{n},\ \sigma^2(\bar{Z}) = \frac{\sigma^2(Z)}{n},$$

où $\sigma^2(\bar{X})$, $\sigma^2(\bar{Y})$ et $\sigma^2(\bar{Z})$ représentent les carrés des écarts-types des moyennes $\bar{X}$, $\bar{Y}$ et $\bar{Z}$

Dans ces conditions, il parait raisonnable de prendre pour écart-type de la moyenne $\bar{T}$ la quantité, que nous appellerons $\sigma(\bar{T})$ et dont le carré est défini par la relation

"10" $$\sigma^2(\bar{T}) = \{\bar{T}^2\sigma^2(\bar{X}) + \sigma^2(\bar{Y}) + \sigma^2(\bar{Z})\}/\bar{X}^2$$

Pour une distribution gaussienne, on prend pour erreur δ le double de l'écart-type. Donc l'erreur δ sur la transmission pourra s'écrire, si l'on admet une telle distribution:

"11" $$\delta T = 2\sigma(\bar{T}) = \frac{2}{\bar{X}}\{T^2\sigma^2(\bar{X}) + \sigma^2(\bar{Y}) + \sigma^2(\bar{Z})\}^{1/2}$$

Posons $\bar{Y}/\bar{X} = k$, $\bar{Z}$ s'écrit alors $\bar{Z} = \bar{X}(\bar{T}+k)$; posons d'autre part:

$$m = \frac{\sigma(X)}{X},\ n = \frac{\sigma(Y)}{Y},\ p = \frac{\sigma(Z)}{Z};$$

il vient:

"12" $$\delta T = 2\{(m^2+p^2)T^2 + 2p^2Tk + (p^2+n^2)k^2\}^{1/2}$$

En posant maintenant:

$$a = p^2+n^2 = \frac{\sigma^2(\bar{Y})}{\bar{Y}^2} + \frac{\sigma^2(\bar{Z})}{\bar{Z}^2}$$

$$b = 2p^2\bar{T} = 2\frac{\sigma^2(\bar{Z})}{\bar{Z}^2}(\bar{Z}-\bar{Y})/\bar{X}$$

$$c = (m^2+p^2)T^2 = (\frac{\sigma^2(\bar{X})}{\bar{X}^2} + \frac{\sigma^2(\bar{Z})}{\bar{Z}^2})\{(\bar{Z}-\bar{Y})/\bar{X}\}^2$$

on arrive à l'expression finale pour l'erreur sur la transmission:

"13" $$\delta T = 2(ak^2 + bk + c)^{1/2}$$

Généralement, les écarts-types relatifs sont peu différents. Si l'on prend $m \simeq n \simeq p$, il vient:

"14" $$\delta T \simeq 2m\sqrt{2(k^2 + kT + T^2)}$$

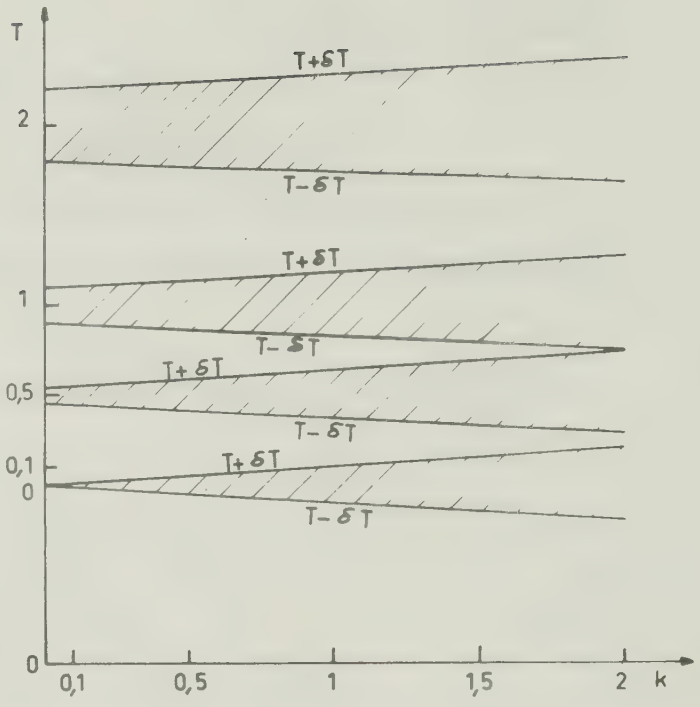
Il est utile de rappeler ici la signification du paramètre $k = \bar{Y}/\bar{X}$; il représente le rapport de l'émission propre $\bar{Y}$ du plasma étudié (que nous appelons plasma II ou "échantillon") à l'émission $\bar{X}$ de la source extérieure seule (constituée par le plasma I dénommé également "source"). On voit que l'erreur est minimum lorsque l'émission propre du plasma II étudié est négligeable devant celle de la source extérieure; dans ce cas, $k = 0$ et l'on obtient:

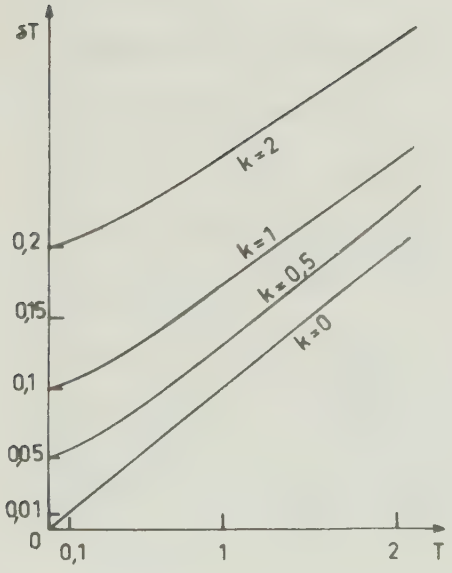
$$\delta T \simeq 2mT\sqrt{2},$$

m étant généralement de l'ordre de 4 à 5 °/₀. On voit également que cette erreur (qui, d'autre part, croît continuement avec T) va être d'autant plus importante que k sera plus grand, c'est à dire, que l'émission propre de l'"échantillon" sera grande par rapport à celle de la "source". Les variations de δT en fonction de k et de T sont représentées respectivement sur les figures 32 et 33. Nous touchons là à un problème d'une grande importance pour les études que nous avons entreprises. Il ne nous a pas toujours été

Intervalle d'erreur sur la transmission en fonction du rapport k entre l'intensité propre du plasma "échantillon" et celle émise par le plasma "source", pour diverses valeurs de la transmission.

Figure 32





Variation de l'erreur en fonction de la valeur de la transmission pour diverses valeurs de k.

Figure 33

possible, en effet, de travailler avec de "bonnes" valeurs de k et nous allons en voir la raison. Il n'est pas possible de s'affranchir de l'émission propre de l'"échantillon" qui caractérise précisément le plasma chaud que nous voulons étudier. Le seul moyen que nous ayons de diminuer le rapport k est d'augmenter l'émission de la "source" ce qui ne pourrait être réalisé que par l'accroissement de l'énergie-laser correspondante; compte tenu du fait que chacun des deux faisceaux-laser produisant les deux plasmas est obtenu après séparation d'un faisceau unique, l'accroissement de l'énergie sur la "source" aurait pour corollaire la diminution de celle envoyée sur l'"échantillon" au détriment de la "qualité" de ce dernier. Or, les puissances laser dont nous disposons ne nous permettent pas toujours d'avoir, dans ces conditions, suffisamment d'énergie sur les deux cibles à la fois. On comprend donc que cette difficulté puisse contribuer à limiter la précision des mesures.

Nous verrons dans le chapitre suivant combien il est important de pouvoir disposer de flux laser élevés pour la mise en évidence d'une émission stimulée ($T > 1$). Les remarques ci précèdent constitueront une argumentation de plus en ce sens puisque, pour les valeurs élevées de la transmission, la précision des mesures diminue et seule l'augmentation de la puissance du laser peut permettre de pallier à cette difficulté.

V. - MESURE DE L'ABSORPTION DANS LE SPECTRE CONTINU DE L'ALUMINIUM A 98 Å

Au cours d'un premier travail nous avons mesuré l'absorption dans le spectre continu de l'aluminium. Il s'agissait de tester le dispositif expérimental et surtout de savoir si les phénomènes physiques que l'on désirait étudier suffisaient à produire un effet observable[42].

Ces mesures, comme toutes celles réalisées avec le compteur proportionnel à flux gazeux, représentent l'absorption moyenne dans un intervalle de temps de l'ordre de la durée du signal "source", soit, comme nous l'avons vu environ 60 ns à partir d'un instant déterminé par la longueur du trajet optique choisi dans la ligne à retard, ce qu'indique le schéma représenté sur la figure 34 ci-dessous:

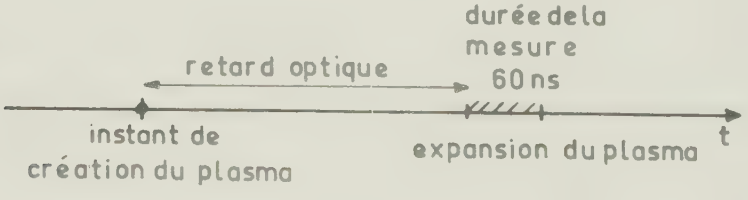


Figure 34

Dans cette expérience, les deux cibles étaient constituées d'aluminium et la puissance-laser disponible sur chacun des deux faisceaux était d'environ 25 MW.

Les résultats expérimentaux sont reportés sur la figure 35. La distance d' représente la position des différentes zônes de plasma non pas à la surface de la cible II mais au centre de la

partie la plus chaude du plasma (nous avons vu que cette zône se situe à environ 0,4 mm de la cible ce qui signifie que d', exprimé en mm, est voisin de d - 0,4 où d est la distance à la cible telle qu'elle a été préalablement définie). T_1 est le rapport de transmission pour un retard optique du faisceau "source" de 12 ns et T_2, pour 27 ns. On a d'autre part comparé $Log(1/T_1) = \mu x$ (où μ est le coefficient d'absorption linéaire et x l'épaisseur de plasma traversée) à l'intensité d'émission I_E du même plasma. I_E est porté suivant l'axe des y en unité arbitraire.

Il est important de noter qu'à la longueur d'onde de 98 Å il n'y a pas de transition électronique discrète des ions d'aluminium. L'observation photographique du spectre confirme d'ailleurs que l'absorption observée est continue dans cette région.

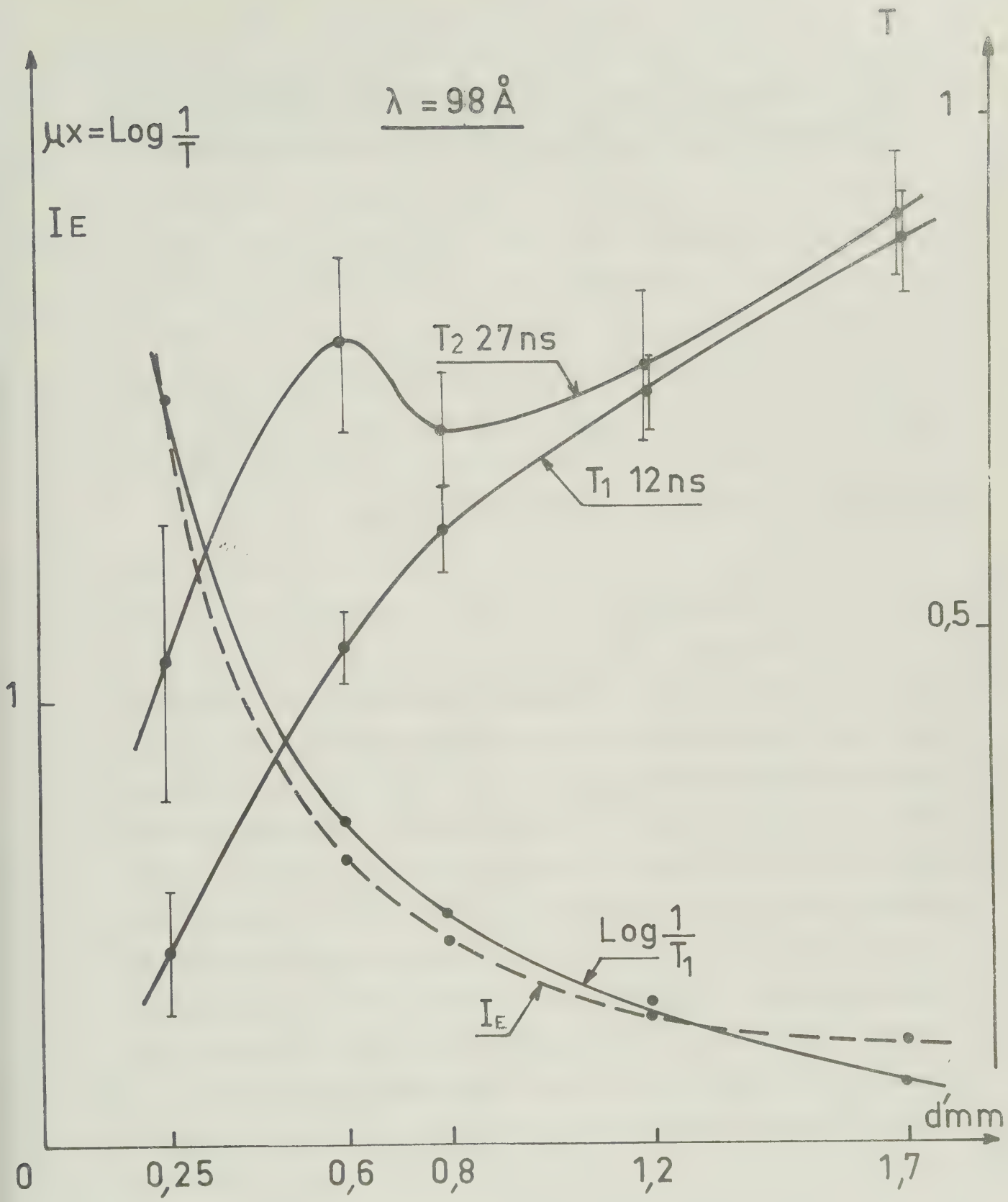
Les courbes T_1 et T_2 montrent que la région centrale du plasma ($d' \simeq 0$) est le siège d'une forte absorption décroissante avec le temps. Dans le cas de la courbe T_1, les mesures sont effectuées presque entièrement pendant la phase d'échauffement du plasma. Pendant cette phase, l'émission continue a pour origine principale le freinage des électrons dans le champ des ions. De plus, la concentration relative des différentes sortes d'ions, estimée à partir de l'intensité des raies spectrales, montre, comme nous l'avons déja vu dans le chapitre précédent, que le plasma contient une majorité d'ions 4+ et 5+ et une plus faible proportion d'ions 6+. Les ions de charge inférieure sont produits par recombinaison pendant la période de refroidissement et ceux de charge plus élevée ne sont pas décelés en quantité appréciable. Les potentiels d'ionisation des états fondamentaux sont évalués à

241,9 eV pour Al^{6+}, 190,4 eV pour Al^{5+} et 153,8 eV pour Al^{4+}, c'est à dire, supérieurs à l'énergie des photons du faisceau laser incident (126,5 eV). Par conséquent, seuls les états excités de ces ions pourraient contribuer à l'absorption, par photoionisation. Cependant, la comparaison entre les seuils d'ionisation de ces états excités et l'énergie des photons montre que presque tous les seuils d'énergie sont situés à plusieurs dizaines d'électron-volts en dessous de l'énergie des photons et on peut supposer que les sections efficaces correspondantes sont petites.

La contribution de la photoionisation à l'absorption ne devrait donc pas être très élevée et nous sommes conduits à penser que celle ci doit avoir lieu par bremsstrahlung inverse, un électron passant d'un niveau d'énergie du continuum à un niveau plus élevé, par absorption d'un photon en présence d'un ion.

Cette opinion est corroborée par la similitude des variations de μx et de l'intensité émise en fonction de d' qui montre que les mécanismes d'émission et d'absorption restent inverses l'un de l'autre en chaque point du plasma. Ainsi, si à cette longueur d'onde l'émission est principalement due au bremsstrahlung, cette similitude confirme que le même processus doit également être responsable de l'absorption.

On constate qu'il suffit de retarder la mesure de 15 ns, ce qui est très inférieur à la durée de la mesure elle-même, pour obtenir un résultat tout à fait différent (courbe T_2). La diminution de l'absorption dans la région centrale indique que le plasma est déja dans sa phase de refroidissement et d'expansion. Mais le fait principal est l'apparition, à 0,8 mm du centre, d'un



Transmission T et absorption μx du rayonnement X-U.V. à 98 Å par le plasma-laser en fonction de la distance d' au coeur chaud. IE représente l'intensité du spectre continu émis par le plasma à la même longueur d'onde.

Figure 35

minimum de transmission qu'on peut comprendre de la façon suivante:

Pendant leur mouvement vers l'extérieur, les ions commencent à se recombiner. A un certaine distance, des ions de potentiel d'ionisation assez bas pour permettre la photoionisation apparaissent en concentration suffisante pour que leur contribution à l'absorption devienne notable. Par exemple, le potentiel d'ionisation des ions Al^{3+} est inférieur de 6,5 eV à l'énergie des photons. La courbe T_2 est donc probablement due à la superposition de l'absorption par bremsstrahlung inverse, encore forte au centre du plasma et de l'absorption par photoionisation à la périphérie, notamment, dans les ions Al^{3+}.

- CONCLUSION

En concluant ce chapitre, nous voudrions faire remarquer que le problème qui se posait lorsque nous avons abordé les premières mesures d'absorption qui ont fait l'objet du précédent paragraphe, était de savoir si l'absorption serait macroscopiquement mesurable. A première vue, ceci ne paraissait pas certain, surtout avec des ions très chargés pour lesquels la section efficace de photoionisation est relativement faible dans le domaine spectral étudié. On voit que ce travail préliminaire a donné une réponse affirmative mettant en relief le rôle du bremsstrahlung inverse. Ce résultat a donc constitué une incitation à la poursuite et au développement de la recherche qui avait été entreprise.

- T R O I S I E M E C H A P I T R E -

ETUDE QUANTITATIVE DES POPULATIONS DES ETATS EXCITES DES IONS PAR LA MESURE DE L'ABSORPTION DU PLASMA DANS LE DOMAINE X-U.V.

- INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons montrer comment les déterminations expérimentales d'absorption au sein du plasma peuvent être exploitées pour la connaissance des populations en ions de diverses excitations.

A la différence des milieux habituels, un plasma n'est pas simplement absorbant dans la région spectrale où nous l'étudions. Il se comporte en même temps comme une source. On ne peut donc pas mesurer séparément une intensité "transmise" pour en faire le rapport avec l'intensité incidente. On peut seulement mesurer, d'une part, le rayonnement propre du plasma en l'absence de rayonnement incident, d'autre part, un rayonnement englobant ce rayonnement propre et la partie transmise d'un rayonnement incident. Il n'est pas permis de supposer à priori que l'on est en présence de deux grandeurs additives. En fait, la notion d'intensité transmise doit être précisée au moyen d'une étude de l'équation de transfert du rayonnement à travers le plasma. Cette étude constitue la première partie du présent chapitre.

Nous présenterons ensuite l'ensemble des résultats expérimentaux que nous avons obtenus, aussi bien pour des transitions discrètes que pour l'absorption dans le spectre continu. Pour l'in-

terprétation de ces résultats, nous devrons faire appel à des calculs de probabilités de transition dont la plus grande partie a été effectuée spécialement dans ce but par des méthodes que nous résumerons.

Dans une dernière partie nous donnerons les résultats numériques auxquels nous parvenons pour la population de plusieurs états des ions Al^{3+}. Nous y trouverons des confirmations définitives du déséquilibre de la population de certains niveaux. Ces confirmations nous incitent à poursuivre des recherches sur l'émission stimulée dont l'état sera exposé dans le dernier chapitre avec une tentative de synthèse des travaux effectués ces dernières années dans le monde sur le problème des lasers en rayons X.

I - CORRELATION ENTRE LES PROCESSUS RADIATIFS OBSERVABLES ET LES PHENOMENES ATOMIQUES AU SEIN DU PLASMA

I.1 - L'EQUATION DE TRANSFERT DU RAYONNEMENT

Le problème du transfert du rayonnement dans un milieu est bien connu dans son principe. Il est traité à l'aide des coefficients d'émission spontanée, d'émission stimulée et d'absorption désignés sous le nom de coefficients d'EINSTEIN. Mais dans la plupart des cas traités jusqu'ici on a pu se contenter d'approximations très simplificatrices correspondant à des cas extrêmes:

- plasma optiquement mince, pour lequel intervient seulement l'émission spontanée;
- milieu rayonnant proche du corps noir;
- milieu à absorption négative (laser) dans lequel l'émission spontanée peut être négligée.

Aucune de ces approximations ne peut nous convenir car le plasma que nous étudions est presque toujours dans une situation intermédiaire par rapport à ces cas extrêmes. En particulier, les calculs classiques du coefficient d'absorption "intégré" pour une raie spectrale sont inapplicables dans notre cas, car ils négligent l'émission spontanée. Nous devons donc réécrire complétement l'équation de transfert.

Considérons, au sein d'un plasma, un cylindre élémentaire de section unitaire et d'épaisseur dx (fig.36) et intéressons-nous au rayonnement pénétrant par une face et sortant par l'autre.

Pour un rayonnement incident de fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$ la puissance absorbée dans le volume par unité d'angle solide est[63]:

$$\alpha_\nu (I_\nu d\nu) dx$$

où α_ν est le coefficient d'absorption linéaire et I_ν est l'intensité spécifique du rayonnement incident, définie comme l'énergie reçue par unité de surface, par seconde, par stéradian et par unité d'intervalle de fréquence.

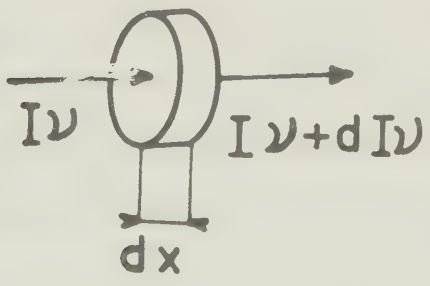


Figure 36

D'autre part, la puissance émise par le volume élémentaire de section unitaire est:

$$j_\nu dx d\nu$$

où j_ν est le coefficient d'émisson du plasma par unité de volume et d'intervalle de fréquence.

Après traversée de l'épaisseur dx, on aura donc une variation de la puissance par unité d'angle solide, $d(I_\nu d\nu)$, qui s'écrira:

$$d(I_\nu d\nu) = I_\nu d\nu - \alpha_\nu (I_\nu d\nu)dx + j_\nu dx d\nu - I_\nu d\nu$$
$$= j_\nu dx d\nu - \alpha_\nu (I_\nu d\nu)dx$$

On obtient donc une expression générale de l'équation de transfert sous la forme:

"15" $$\frac{d(I_\nu d\nu)}{dx} = j_\nu d\nu - \alpha_\nu (I_\nu d\nu)$$

I.1.a - Expression des coefficients d'émission j_ν et d'absorption α_ν en fonction des coefficients d'EINSTEIN

Donner une expression correcte des coefficients j_ν et α_ν en fonction des probabilités de transitions atomiques n'est pas aussi immédiat qu'il peut paraître à première vue. Il faut, par exemple, tenir compte de ce que plusieurs types de transitions peuvent contribuer à l'émission et à l'absorption à une fréquence donnée. Dans un souci de simplicité, nous examinerons d'abord le cas où une transition discrète est seule concernée, réservant l'adjonction des termes englobant des transitions entre états libres ou entre un état libre et un état lié pour un paragraphe ultérieur (cf.§I.1.b.2)

D'une façon générale les coefficients j_ν et α_ν sont des fonctions de la fréquence ν. L'intégration par rapport à ν de l'équation "15" nécessite que, d'une façon ou d'une autre, ces fonctions soient explicitées. Dans le cas d'une transition discrète se pose donc la question des profils d'émission et d'absorption qui est souvent discutée[60, 61, 62].

Comme on le sait, la mécanique quantique fournit des valeurs de probabilités de transition correspondant à des raies infiniment étroites et qui sont, par conséquent, indépendantes de la fréquence. Comme, d'autre part, l'émission et l'absorption dépendent des nombres n_2 et n_1 d'atomes, respectivement dans l'état supérieur 2 et dans l'état inférieur 1 de la transition, le profil d'une raie de largeur finie doit nécessairement s'exprimer par la dépendance en ν de ces nombres. Nous les définissons de la façon suivante:

Soit N_2 et N_1 les nombres d'ions dans l'état 2 et dans l'état 1, par unité de volume et pour l'intervalle de fréquence $\Delta\nu$ correspondant à la largeur de la raie; nous posons:

"16" $$N_2 = \int_{\nu-\Delta\nu/2}^{\nu+\Delta\nu/2} n_2(\nu)d\nu \quad \text{et} \quad N_1 = \int_{\nu-\Delta\nu/2}^{\nu+\Delta\nu/2} n_1(\nu)d\nu$$

où ν est la fréquence centrale de la raie et où les fonctions $n_2(\nu)$ et $n_1(\nu)$ décrivent les profils d'émission et d'absorption. Nous devrons nous souvenir de ce que $n_2(\nu)$ et $n_1(\nu)$ sont des nombres d'ions par unité de volume et par unité d'intervalle de fréquence.

Dans les plasmas denses, les profils d'émission résultent principalement de l'effet STARK, comme on peut le vérifier expérimentalement. Ces profils sont, en principe, calculables.

Mais les résultats ainsi obtenus ne pourraient cependant pas nous renseigner de façon certaine sur les profils d'absorption. En effet, à notre connaissance, c'est seulement dans le cas d'une onde incidente d'amplitude constante sur la largeur de la raie qu'il a été montré[60] que le profil d'absorption est identique au profil d'émission. Or, pour le rayonnement d'une transition discrète se propageant dans le plasma, il est impossible de supposer que l'amplitude est indépendante de la fréquence.

Il nous a donc paru raisonnable de substituer à des valeurs "exactes" $n_2(\nu)$ et $n_1(\nu)$ les valeurs moyennes accessibles par l'expérience. Appelons maintenant $\Delta\nu$ l'intervalle de fréquence expérimental, défini par les largeurs de fente du monochromateur. Nous aurons:

"17" $$\overline{n_2(\nu)}\Delta\nu = \int_{\nu-\Delta\nu/2}^{\nu+\Delta\nu/2} n_2(\nu)d\nu \qquad \overline{n_1(\nu)}\Delta\nu = \int_{\nu-\Delta\nu/2}^{\nu+\Delta\nu/2} n_1(\nu)d\nu$$

Nous pouvons définir de même une valeur moyenne, pour l'intervalle $\Delta\nu$, de l'intensité I_ν par la relation:

"18" $$\overline{I_\nu}\Delta\nu = \int_{\nu+\Delta\nu/2}^{\nu-\Delta\nu/2} I_\nu d\nu$$

I.1.a.1 - Coefficient d'émission j_ν

Le nombre de processus d'émission par unité de volume et par seconde au cours desquels est émis un rayonnement de fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$ est égal à:

$$A_{21}n_2(\nu)d\nu$$

où A_{21} représente le coefficient d'émission spontanée. $j_\nu d\nu$ étant l'énergie émise par seconde, par stéradian et par unité de volume,

on a:

$$4\pi j_\nu d\nu/h\nu = A_{21} n_2(\nu) d\nu$$

et finalement:

"19" $$j_\nu = A_{21}(h\nu/4\pi) n_2(\nu)$$

I.1.a.2 - Coefficient d'"absorption" α_ν

En une seconde, le nombre de processus par unité de volume au cours desquels est absorbé un rayonnement de fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$ est:

$$B_{12}\rho_\nu n_1(\nu) d\nu$$

où B_{12} est le coefficient d'absorption et ρ_ν la densité d'énergie à la fréquence ν

Pendant le même temps, le nombre de transitions de l'état 2 vers l'état 1 dues à l'émission stimulée est:

$$B_{21}\rho_\nu n_2(\nu) d\nu$$

où B_{21} est le coefficient d'émission stimulée.

Dans le cas où il n'y a pas de dégénérescence

$$B_{12} = B_{21}$$

et au total, le nombre de processus d'"absorption" (positive ou négative) est:

$$B_{12}\rho_\nu\{n_1(\nu) - n_2(\nu)\} d\nu$$

- Remarque

Lorsqu'il y a dégénérescence,

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21},$$

où g_1 et g_2 représentent les degrés de dégénérescence respectifs. Alors, l'expression précédente est remplacée par:

$$B_{12}\rho_\nu\{n_1(\nu) - (g_1/g_2) n_2(\nu)\} d\nu$$

Pour ne pas compliquer l'écriture, nous supposerons $g_1 = g_2 = 1$. Lorsque dans les applications nous aurons dégénérescence, nous saurons que $n_2(\nu)$ représente, en réalité, $(g_1/g_2) n_2(\nu)$.

Le coefficient α_ν mesure les effets opposés de l'absorption et de la stimulation, par stéradian; aussi:

$$4\pi\alpha_\nu(I_\nu d\nu)/h\nu = B_{12}\rho_\nu\{n_1(\nu) - n_2(\nu)\}d\nu$$

Or,

$$4\pi I_\nu = \rho_\nu c$$

On obtient donc:

"20" $$\alpha_\nu = (h\nu/c)B_{12}\{n_1(\nu) - n_2(\nu)\}$$

I.1.b - Intégration de l'équation de transfert

Pour intégrer l'équation de transfert, il faudrait maintenant connaître la répartition spatiale de la densité du plasma et effectuer une intégration numérique. La densité varie surtout le long de l'axe du faisceau-laser. Or, toutes les mesures sont effectuées perpendiculairement à cet axe. Dans les sections de plasma ainsi découpées, les inhomogénéités du plasma résultent principalement des inhomogénéités du faisceau-laser et des aberrations optiques de la lentille focalisatrice. Il est, bien entendu, difficile de connaître ces inhomogénéités et de les introduire dans les calculs. Nous nous contenterons donc, pour l'instant, de l'hypothèse selon laquelle le plasma est suffisamment homogène dans la direction perpendiculaire à l'axe pour que les calculs effectués dans cette hypothèse aient un sens.

I.1.b.1 - Cas d'une transition discrète

Réécrivons l'équation de transfert "15" en remplaçant les coefficients j_ν et α_ν par leurs expressions "19" et "20" en fonction des coefficients d'EINSTEIN:

$$\frac{d(I_\nu d\nu)}{dx} = \frac{A_{21}}{4\pi}h\nu n_2(\nu)d\nu - \frac{h\nu}{c}B_{12}\{n_1(\nu) - n_2(\nu)\}I_\nu d\nu$$

Nous avons défini plus haut des valeurs moyennes de I_ν, $n_1(\nu)$ et $n_2(\nu)$. Pour pouvoir substituer ces valeurs moyennes aux grandeurs apparaissant dans l'équation ci-dessus, il est nécessaire de supposer que n_1 et n_2 varient avec ν de telle façon que leur différence soit constante, ce qui revient à admettre que la forme de la distribution de densité de population est la même sur le niveau supérieur et le niveau inférieur.

L'équation précédente s'écrit alors:

"21" $$\frac{d(\overline{I_\nu}\Delta\nu)}{dx} = \frac{A_{21}}{4\pi} h\nu\, \overline{n_2(\nu)}\Delta\nu - \frac{h\nu}{c} B_{12}\{\overline{n_1(\nu)} - \overline{n_2(\nu)}\}\, \overline{I_\nu}\Delta\nu$$

où $\Delta\nu$, rappelons-le, est l'intervalle de fréquence expérimental fixé en pratique par la largeur de fente du monochromateur. Dans la suite, pour alléger l'écriture, nous supprimerons les barres de moyenne en écrivant:

n_2 pour $\overline{n_2(\nu)}$

n_1 pour $\overline{n_1(\nu)}$

I_ν pour $\overline{I_\nu}$

Aussi , par unité d'intervalle de fréquence, nous aurons:

"22" $$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{n_2}{n_1-n_2}\left(1-e^{-B_{12}\frac{h\nu}{c}(n_1-n_2)x}\right) + Io_\nu e^{-B_{12}\frac{h\nu}{c}(n_1-n_2)x}$$

où Io_ν, valeur de I_ν pour $x = 0$, représente l'intensité provenant d'une source extérieure au plasma étudié.

I.1.b.2 - Superposition d'un spectre continu

L'expérience montre qu'à l'émission et à l'absorption correspondant à une transition discrète, s'ajoutent généralement une émission et une absorption continues trop importantes pour être négligées dans la détermination de l'épaisseur optique des raies. Dans la pratique, l'une et l'autre sont mesurées au voisinage de la

raie étudiée et l'on peut s'assurer qu'elles ne varient que lentement en fonction de la longueur d'onde. On les suppose donc constantes sur l'intervalle de fréquence correspondant à la largeur des raies.

Dans la région spectrale où nous avons travaillé, les transitions donnant lieu à une émission ou à une absorption continue se produisent principalement entre états libres[42], c'est à dire qu'il s'agit de bremsstrahlung direct (émission) ou inverse (absorption). Les coefficients correspondant à j_ν et α_ν sont des intégrales dans l'espace des moments des électrons libres[63]. Leur forme explicite n'a pas d'importance ici car nous voulons seulement être capables de séparer, dans le résultat d'une mesure, la contribution des transitions discrètes de celle des transitions entre états libres. Nous admettons donc que l'on peut définir pour ces dernières des valeurs moyennes p et q des coefficients d'émission et d'absorption dans un intervalle $\Delta\nu$. L'équation de transfert "21" devient:

"23" $$dI_\nu/dx = \left((h\nu/4\pi)A_{21}n_2 + p\right) - \left((h\nu/c)\{B_{12}(n_1-n_2)\} + q\right)I_\nu$$

ce qui signifie que la "fonction de source" pour le spectre continu seul est :

$$S = p/q$$

L'intégration de l'équation "23" précédente conduit à l'expression suivante:

"24" $$I_\nu = (c/4\pi)\frac{A_{21}n_2 + (4\pi/h\nu)p}{B_{12}(n_1-n_2)+(c/h\nu)q}(1 - T) + I_{o\nu}T$$

où, pour alléger l'écriture, on a posé:

$$T = \exp\left(-(h\nu/c)\{B_{12}(n_1-n_2) + (c/h\nu)q\}x\right)$$

nous verrons un peu plus loin la raison de cette notation.

Or,

$$A_{21}/B_{12} = 8\pi h\nu^3/c^3$$

En posant:

$$P = (4\pi B_{12}/A_{21})(p/h\nu) = (2c^3/h^2\nu^4)p$$

$$Q = (c/h\nu)q$$

il vient en définitive:

"25" $$I_\nu = (2h\nu^3/c^2)\frac{B_{12}n_2 + P}{B_{12}(n_1-n_2) + Q}(1 - T) + I_{o\nu}T$$

où:

"26" $$T = \exp\{-(h\nu/c)\{B_{12}(n_1 - n_2)\}+ Q\}x$$

Dans le cas d'un spectre continu uniforme, pour une fréquence ν' en dehors de la raie, l'expression de I_ν se réduit à:

"27" $$I_{\nu'} = (2h\nu'^3/c^2)(P/Q)(1 - e^{-(h\nu'/c)Qx}) + I_{o\nu}e^{-(h\nu'/c)Qx}$$

I.2 - APPLICATIONS EXPERIMENTALES

I.2.a - Relation avec les grandeurs mesurables

Dans nos mesures d'absorption on utilise deux plasmas (fig.37). Nous pouvons relier les grandeurs précédentes aux grandeurs expérimentales définies antérieurement (Ch.2,§IV.1).

- $I_{o\nu}$ représente le rayonnement extérieur X du plasma "source".
- I_ν est le rayonnement total Z mesuré lorsque les deux plasmas sont produits.
- Le premier terme de l'expression "25", soit

"28" $$(2h\nu^3/c^2)\frac{B_{12}n_2 + P}{B_{12}(n_1-n_2) + Q}\left(1 - e^{-(h\nu/c)\{B_{12}(n_1-n_2) + Q\}x}\right)$$

représente le rayonnement propre Y du plasma "échantillon".

Chacune de ces notations était bien adaptée au type de calcul dans lequel elle avait été introduite. Mais il est nécessaire de passer maintenant à une notation de caractère plus général et plus directement accessible. C'est pourquoi nous adopterons, par la suite, les notations suivantes:

I_o pour $I_{o\nu}$ ("source")

I pour "28" ("échantillon")

I_{tot} pour I_ν ("source"+"échantillon")

Ainsi, la transmission mesurée dans nos expériences est égale à:

"29" $$T = (I_{tot} - I)/I_o = e^{-(h\nu/c)\{B_{12}(n_1-n_2) + Q\}x}$$

L'absorption mesurée sera donc :

"30" $$K = 1 - T = 1 - e^{-(h\nu/c)\{B_{12}(n_1-n_2) + Q\}x}$$

ce qui permet d'écrire:

"31" $$I_{tot} = (2h\nu^3/c^2)\frac{B_{12}n_2 + P}{B_{12}(n_1-n_2) + Q} K + I_oT = I + I_oT$$

En dehors de la raie, la transmission mesurée est celle qui correspond au spectre continu. Elle s'exprime par:

"32" $$T_c = e^{-(h\nu/c)Qx}$$

Par contre, la contribution propre d'une raie à la transmission, abstraction faite du continuum, n'est pas directement mesurable; on aurait alors P = Q = 0 et elle s'exprimerait par:

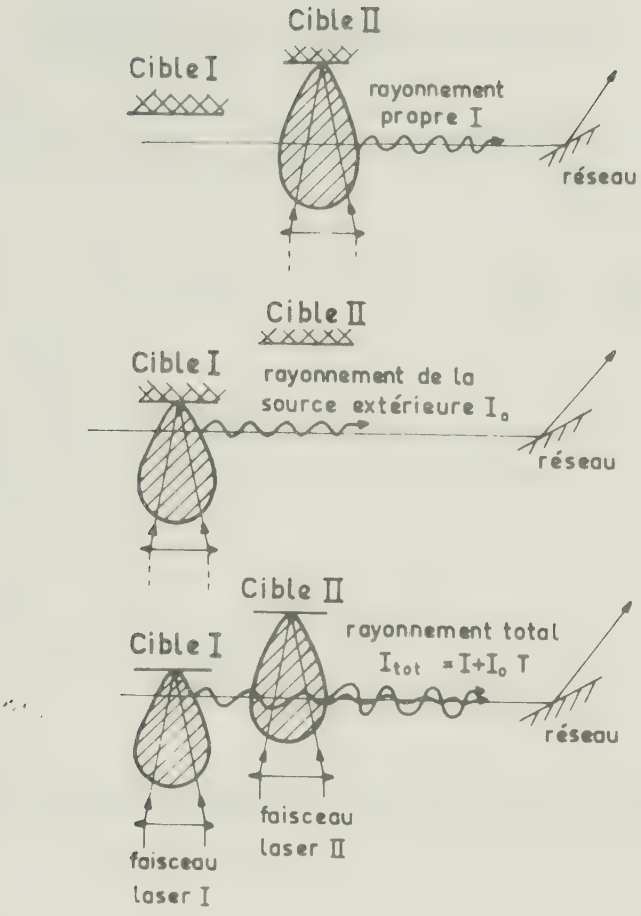
"33" $$T' = e^{-(h\nu/c)B_{12}(n_1-n_2)x}$$

Ainsi:

"34" $$T = T'T_c$$

"35" et $$K = 1 - T'T_c$$

Si $K' = 1 - T'$ et $K_c = 1 - T_c$ représentent les absorptions correspondant respectivement à la transition discrète seule (non mesu-



Définition des rayonnements I, I_o et I_{tot}

Figure 37

rable) et au continuum (mesurable):

"36" $$K = 1 - (1 - K')(1 - K_c)$$

et l'on obtient:

"37" $$K' = (K - K_c)/(1 - K_c)$$

Nous allons maintenant nous intéresser au rayonnement propre du plasma:

"38" $$I = (2h\nu^3/c^2)\frac{B_{12}n_2 + P}{B_{12}(n_1 - n_2) + Q} K$$

I peut s'écrire:

$$I = (2h\nu^3/c^2)\frac{B_{12}n_2 + P - (c^2/2h\nu^3)(I/K)Q}{B_{12}(n_1 - n_2)}K$$

Comme l'intensité du continuum, I_c, mesurée à l'extérieur de la raie est représentée par:

"39" $$I_c = (2h\nu^3/c^2)(P/Q)(1 - T_c) = (2h\nu^3/c^2)(P/Q)K_c$$

on obtient:

$$I = (2h\nu^3/c^2)\{n_2/(n_1-n_2)\}K + (I_c/K_c-I/K)\{Q/B_{12}(n_1-n_2)\}K$$

En posant:

"40" $$I' = (2h\nu^3/c^2)\{n_2/(n_1-n_2)\}K'$$

il vient, après un calcul élémentaire mais long:

"41" $$I = \frac{1 + K_cT/K'T_c}{1 + Q/B_{12}(n_1-n_2) - (K/K_c)(Q/B_{12}(n_1-n_2)(I_c/I)}I'$$

Si l'on remarque que:

$$Q/B_{12}(n_1-n_2) = (\mathrm{Log}T_c)/(\mathrm{Log}T - \mathrm{Log}T_c)$$
$$= 1/\{(\mathrm{log}T/\mathrm{log}T_c) - 1\}$$

on obtient finalement l'expression suivante pour l'intensité I mesurée à une fréquence discrète (il s'agit d'une valeur moyenne dans un petit intervalle de fréquence:

"42" $$I = \frac{\mathrm{log}T/\mathrm{log}T_c - 1}{\{\frac{\mathrm{log}T/\mathrm{log}T_c}{K/K_c} - I_c/I\}(K/K_c - T/T_c)}I'$$

$$= F.I'$$

en appelant F le facteur de proportionnalité entre l'intensité I mesurée expérimentalement pour la raie et l'intensité "idéale" I' qui serait émise si le spectre continu ne lui apportait aucune contribution.

Rappelons ici la signification physique des divers paramètres:

- T est la transmission mesurée en un point quelconque du spectre; K est l'absorption correspondante et est égale à 1 - T.

- I est l'intensité mesurée au point du spectre pour lequel la mesure de transmission a été effectuée (donc, au même point que précédemment).

- T_c est la transmission mesurée en un point proche du point précédent mais pour lequel n'existe aucune contribution discrète; c'est la mesure de la transmission dans le spectre continu seul. On a également $K_c = 1 - T_c$.

- I_c est l'intensité du spectre continu évaluée là où on a mesuré T_c.

I.2.b - Application à la détermination des populations des états excités

I.2.b.1 - Application nécessitant seulement la connaissance expérimentale de la transmission et de l'émission

L'expression précédente "42" présente un grand intérêt, comme nous l'allons voir. Considérons, en effet, deux raies de fréquences voisines correspondant à des transitions à partir de niveaux 2 et 3 vers un même niveau 1. Le rapport des intensités mesurées I_{31} et I_{21} s'écrit:

"43" $$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{F_{31}}{F_{21}} \frac{I'_{31}}{I'_{21}}$$

Les deux raies étant de fréquences voisines, nous admettons:

$$\nu_{31} = \nu_{21}$$

et il vient:

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{F_{31}}{F_{21}} \frac{K_{31} - K_c}{K_{21} - K_c} \frac{n_3}{n_1 - n_3} \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

en posant:

$$n_3/n_1 = R_{31}$$

$$\text{et } n_2/n_1 = R_{21}$$

l'expression précédente devient:

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{F_{31}}{F_{21}} \frac{K_{31} - K_c}{K_{21} - K_c} \frac{1 - R_{21}}{1 - R_{31}} \frac{R_{31}}{R_{21}}$$

et avec:

"44" $$\frac{I_{31}}{I_{21}} / \frac{F_{31}}{F_{21}} \frac{K_{31} - K_c}{K_{21} - K_c} = G$$

il vient la relation très importante:

"45" $$R_{31} = \frac{G}{G - 1 + 1/R_{21}}$$

On obtient ainsi la relation entre les populations de deux niveaux voisins relativement à un troisième.

Il est utile ici d'exprimer G sous une forme entièrement explicite; à partir des relations "42" et "44" on obtient l'expression particulièrement rébarbative:

"46" $$G = \frac{I_{31}}{I_{21}} \frac{\frac{\log T_{31}/\log T_c}{K_{31}/K_c} - \frac{I_c}{I_{31}}\left(\frac{K_{31}}{K_c} - \frac{T_{31}}{T_c}\right) \frac{\log T_{21}}{\log T_c} - 1}{\frac{\log T_{21}/\log T_c}{K_{21}/K_c} - \frac{I_c}{I_{21}}\left(\frac{K_{21}}{K_c} - \frac{T_{21}}{T_c}\right) \frac{\log T_{31}}{\log T_c} - 1} \frac{K_{21} - K_c}{K_{31} - K_c}$$

En fait, on voit qu'il suffit de connaître les intensités relatives des deux raies par rapport au continuum et d'avoir mesuré les valeurs des transmissions pour chacune d'entre elles ainsi que

dans le "continu" pour être en mesure de calculer G et de pouvoir en tirer ainsi une relation entre les populations de leurs niveaux supérieurs.

I.2.b.2 - Application nécessitant l'utilisation des probabilités de transition.

Dans l'application précédente, on n'a pas eu recours aux valeurs des probabilités de transition, mais il est évident que cette connaissance doit présenter un grand intérêt pour une exploitation poussée des résultats.

En effet, d'après "33", on obtient:

$$n_2 - n_1 = (c/h\nu) \frac{\mathrm{Log}(T')}{x\ B_{12}}$$

$$= (c/h\nu) \frac{\mathrm{Log}(T/T_c)}{x\ B_{12}}$$

soit:

"47" $$n_2 - n_1 = (c/h\nu) \frac{1}{x\ B_{12}} (\mathrm{Log}T - \mathrm{Log}T_c)$$

Il faut tenir compte ici que n_2 et n_1 sont des nombres par unité d'intervalle de fréquence. Les nombres "réels" sont en fait:

$$N_2 = n_2 \Delta\nu$$

$$N_1 = n_1 \Delta\nu$$

où $\Delta\nu$ est déterminé par la largeur spectrale de l'appareil.

On voit que la relation "47" est susceptible de fournir la valeur de la différence des populations entre deux niveaux correspondant à une transition donnée. Il suffit pour cela de connaître, en plus de la transmission liée à la transition discrète et de celle propre au spectre continu, la probabilité de transition.

Arrivés à ce point de notre exposé, on peut constater qu'il n'est pas possible d'aller plus loin sans connaître les résultats des mesures. C'est pourquoi, avant de poursuivre, nous allons exposer l'ensemble de ces résultats. Nous reviendrons ensuite au problème de leur utilisation dans les calculs numériques que nous venons de montrer.

II - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures d'absorption que nous avons effectuées sont de deux types:

- d'une part, des "mesures" (au sens strict) suivant la technique décrite dans le chapitre précédent,
- d'autre part, des mesures au caractère plus qualitatif, évaluées à partir de densitométries photographiques.

Dans le dernier procédé, les clichés ont été pris en tirant simultanément sur les deux cibles. On voyait ainsi apparaître le spectre du plasma "échantillon" seul, au centre duquel se superposait, grâce à l'utilisation d'un diaphragme horizontal, le spectre du plasma "source" vu à travers l'"échantillon". Les mesures d'absorption ont été obtenues en convertissant les densités en intensités et en faisant des hypothèses, à la fois sur la densité "origine" (intensité zéro) et celle du "continu". Il n'est donc pas question d'attribuer à ces résultats une valeur comparable à celle des résultats obtenus avec le compteur, d'autant qu'il n'est pas possible de chiffrer raisonnablement la précision. Cependant, ils présentent l'avantage de fournir des indications sur le comportement de diverses raies et ce, sur un grand intervalle de longueur d'onde.

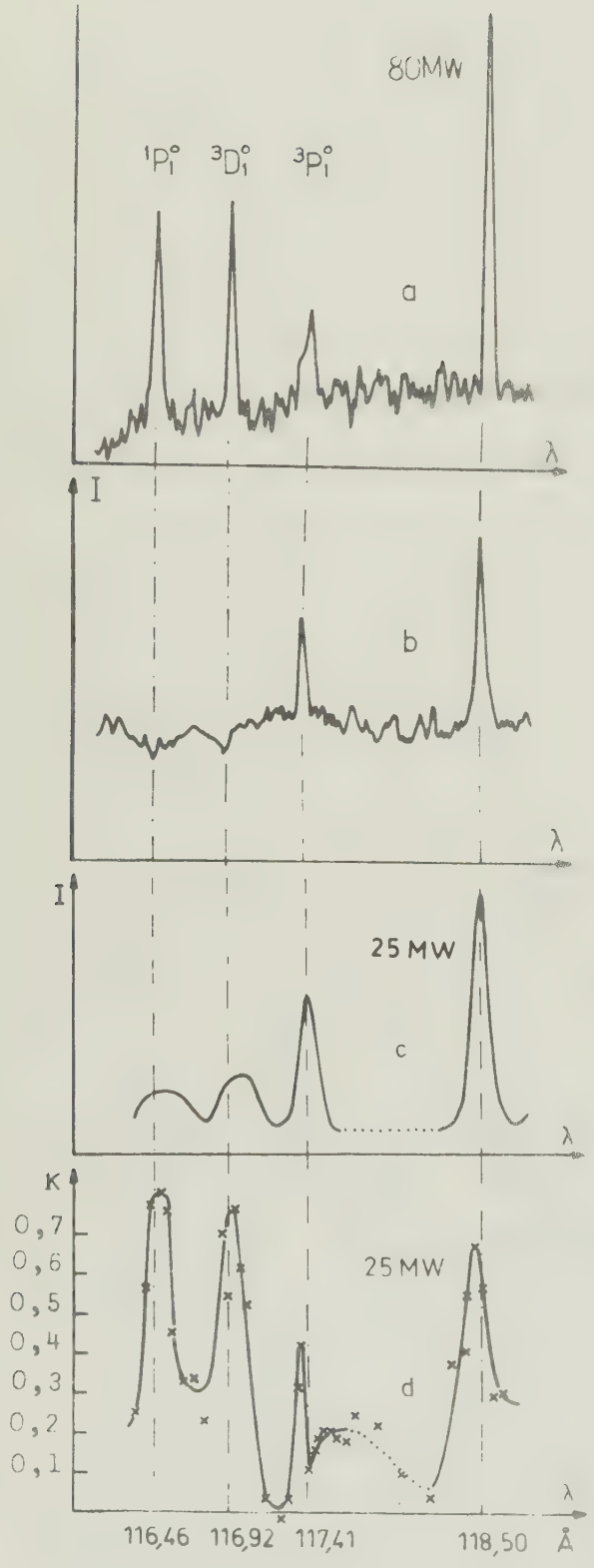
II.1 - IONS Al^{3+}

II.1.a - Transitions discrètes

Nous allons tout d'abord présenter les résultats obtenus dans les régions correspondant aux transitions:

$$2p^6\ {}^1S_0 - 2p^5 4d\ ({}^1P^o_1,\ {}^3D^o_1\ {}^3P^o_1).$$

La figure 38 montre successivement les spectres d'émission à 1,25 mm (a) et 0,4 mm (b) de la cible pour une puissance-laser de 80 MW. La courbe c montre le spectre d'émission dans les conditions expérimentales où nous avons mesuré l'absorption. Ces conditions se distinguent des précédentes par le fait que, le laser étant divisé en deux et les pertes étant plus élevées, la puissance disponible sur la cible est beaucoup plus faible (25 MW). La courbe d montre les résultats des mesures d'absorption effectuées dans ces conditions. Certains détails ne semblent pas significatifs, les valeurs étant déterminées à ± 0,25 près (dans la suite de ce texte nous exprimerons les transmissions et les absorptions, contrairement à ce qu'il est d'usage, sous forme de rapport d'intensité transmise ou absorbée à une intensité incidente; nous éviterons la notation en pour cent - par exemple, ± 25 °/o - pour ne pas introduire de confusion avec les précisions relatives). Néanmoins, il est intéressant de comparer cette courbe d avec celle obtenue à partir des densitométries photographiques (fig.39). Pour $^1P^o_1$ et $^3D^o_1$, nous voyons des pics d'absorption larges et atteignant à leur maximum une valeur notable, soit, 0,75 à 0,8 pour les résultats "compteur", 0,95 à 1 pour les densitométries. On peut faire une observation analogue pour les raies des ions Al^{4+} situées à 118,5 Å (en ignorant les résultats fournis par la densitométrie qui semblent



Transitions $2p^6 - 2p^5 4d$ de $l'Al^{3+}$

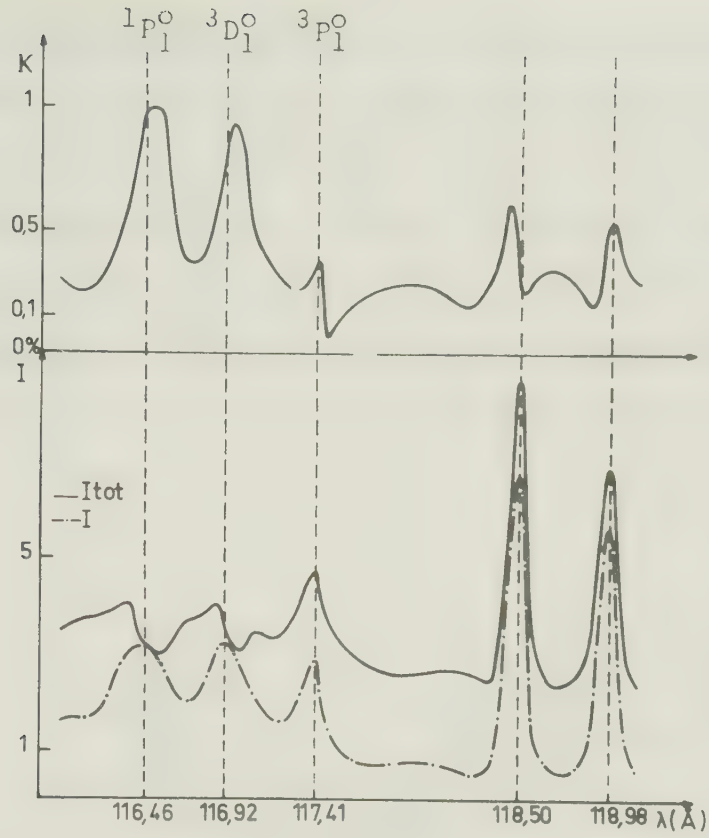
a: spectre d'émission à 1,25 mm de la cible.

b: spectre d'émission à 0,4 mm de la cible.

c: spectre d'émission à 0,4 mm de la cible dans les conditions expérimentales des mesures d'absorption.

d: résultats bruts des mesures d'absorption. (mesures "compteur")

Figure 38



Mesures d'absorption obtenues à partir des microdensitométries d'un cliché effectué dans la région des transitions $2p^6 - 2p^5 4d$ de l'Al^{3+}.

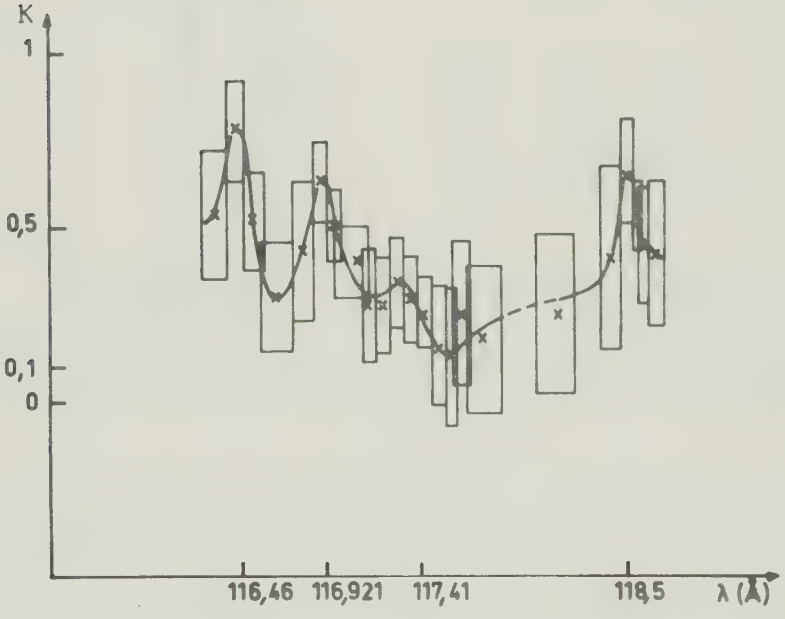
Figure 39

peu satisfaisants dans ce cas précis) et à 118,9 Å.

Par contre, pour le $^3P^o_1$, dans les deux cas on observe un minimum d'absorption de 0,1 suivi d'un pic étroit d'absorption d'environ 0,4 du côté des grandes énergies. Il semble donc que la comportement du triplet P en absorption se distingue fortement de celui du singulet P et du triplet D comme de celui des deux autres raies de l'Al^{4+}.

Pour chiffrer de façon significative cette différence de comportement nous avons opéré un lissage de la courbe "compteur" en effectuant des moyennes sur un certain intervalle de longueur d'onde de l'ordre de 0,07 Å. Ceci diminue évidemment la résolution spectrale qui passe de 0,083 Å, c'est à dire, $2{,}3.10^{13}$ s^{-1}, à 0,155 Å, soit $3{,}4\ 10^{13}$ cm^{-1} et tend à modérer l'importance

des structures, mais permet d'accroître la précision sur les valeurs moyennes ainsi obtenues. Cette courbe est représentée sur la figure 40, avec pour chaque point l'intervalle de confiance et le domaine spectral sur lequel a été effectuée la moyenne correspondante. On obtient ainsi des absorptions de 0,25 ± 0,1 pour le $^3P^o_1$ et de 0,6 à 0,7 ± 0,15 pour le $^1P^o_1$ et le $^3D^o_1$.

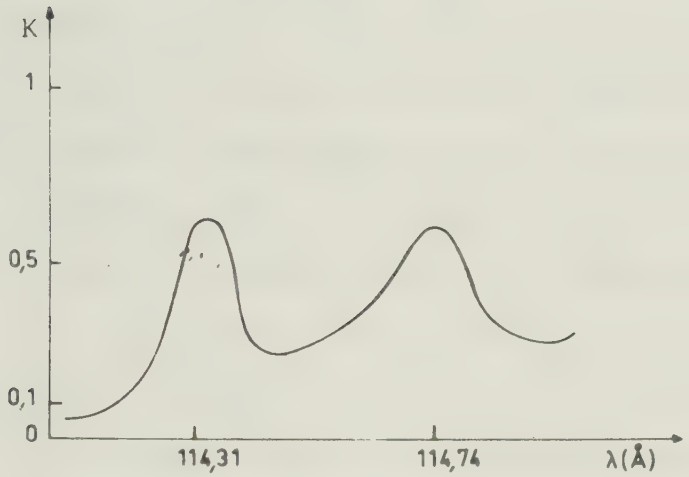


Valeurs moyennes des absorptions mesurées dans la région des transitions $2p^6$ - $2p^5 4d$ après traitement des résultats bruts présentés sur la figure 38 d.

Figure 40

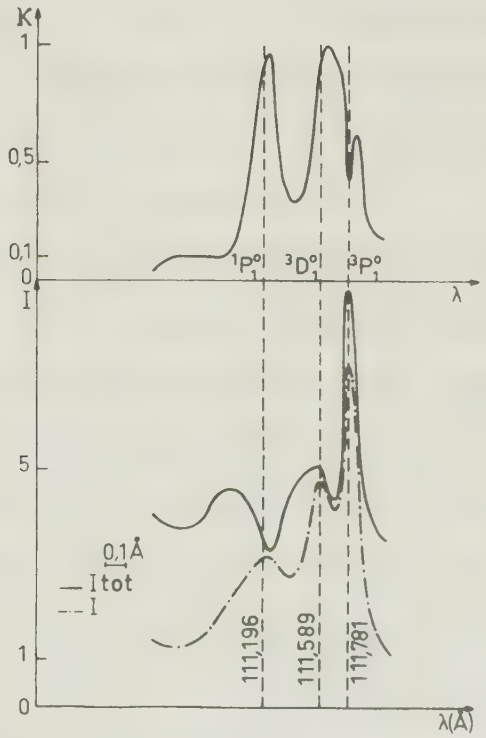
D'autres mesures ont été effectuées pour les transitions $2p^6$ - $2p^5 5s$ situées à 114,737 Å et 114,313 Å (fig.41) et les transitions $2p^6$ - $2p^5 5d$ à 111,781 Å, 111,598 Å et 111,196 Å (fig.42). Il s'agit uniquement d'estimations réalisées à partir de densitométries. Néanmoins, il est intéressant de constater que pour les

transitions ayant des niveaux de départ appartenant à la configuration $2p^5 5d$, l'état triplet P présente qualitativement, du point de vue de l'absorption, un comportement analogue à ce que nous avons observé pour 4d: absorption faible, alors qu'elle est importante pour les états $^3D^o_1$ et $^1P^o_1$. D'autre part, les courbes d'absorption correspondant à 5s (triplet et singulet P) ne comportent pas de particularité notable comme on pouvait s'y attendre.



Transitions $2p^6$ - $2p^5 5s$ de l'Al^{3+}

Figure 41



Transitions $2p^6$ - $2p^5 5d$ de l'Al^{3+}

Figure 42

Mesures d'absorption obtenues à partir de microdensitométries photographiques.

II.1.b - Absorption continue et saut d'ionisation.

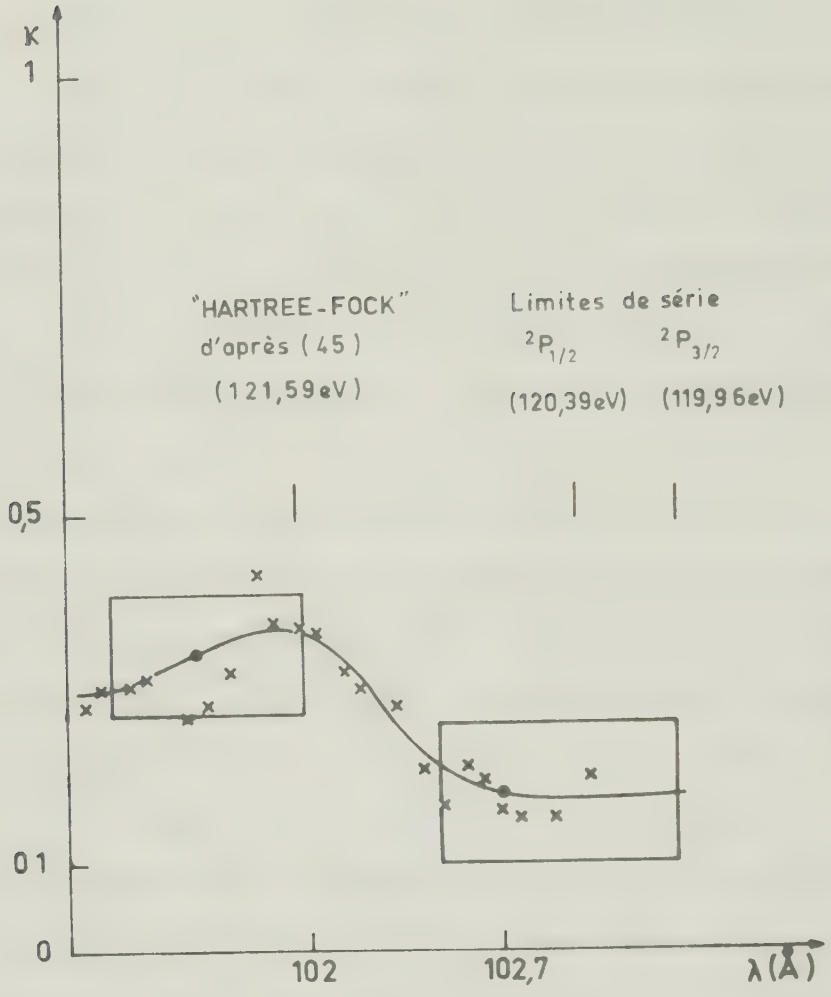
L'absorption du continuum dans le cas précédent était estimée à 0,22 ± 0,1. Des valeurs différentes ont été trouvées en d'autres points du spectre (0,5 ± 0,1 dans la région de 106 Å) mais elles correspondent à des conditions expérimentales différentes. Cette remarque a pour but d'attirer l'attention sur le fait que les comparaisons entre différentes mesures ne peuvent être valablement lement prises en considération que si elles se rattachent à une même série effectuée sans changement des conditions. C'est pourquoi, chaque fois que nous avons mesuré la courbe d'absorption d'une raie, nous avons pris la précaution d'étendre celle-ci suffisamment loin à l'extérieur de la raie pour pouvoir évaluer la contribution du continuum.

Nous avons cherché, d'autre part, à déterminer la position du seuil d'ionisation $2s^2 2p^6$ des ions Al^{3+}, qui se trouve dans la région de 103 Å et à mesurer le saut d'absorption correspondant. L'importance de ce saut d'ionisation est liée a l'abondance en ions Al^{3+} dans le plasma et permet, comme nous le verrons plus loin (Ch.3 §III.3.b), d'évaluer la population de leur état fondamental.

Les mesures effectuées sont représentées sur la figure 43. On voit que les valeurs mesurées passent de 0,2 du côté des grandes longueurs d'onde, à un saut de l'ordre de 0,15 entre 102,7 Å et 102 Å. En effectuant les moyennes des valeurs obtenues de part et d'autre sur un beaucoup plus grand intervalle de longueur d'onde, on obtient respectivement 0,34 ± 0,065 et 0,18 ± 0,075, soit un saut de 0,16 ± 0,12 que l'on peut donc considérer comme significatif. Nous verrons que ce résultat revêt une grande importance pour la suite du travail.

La figure 43 montre la position du seuil attendue, d'une part, d'après un calcul de HARTREE-FOCK[45], d'autre part, d'après le calcul des limites de série dans le spectre des ions Al^{3+}, d'après la table de C. MOORE. On observe que le seuil expérimental est situé à une énergie supérieure de quelques dixièmes d'eV à l'énergie correspondant aux limites $2s^2 2p^6 (^2P_{3/2}), (^2P_{1/2})$ et que le déplacement a lieu dans le sens prévu par le calcul HARTREE-FOCK. Le saut expérimental est trop faible pour que la valeur du déplacement soit absolument certaine. Cependant, comme on le sait, le calcul de défaut quantique correspondant à chaque terme d'une série de RYDBERG est très sensible à la valeur choisie pour la limite de série. Nous avons donc cherché quelles seraient, de ce point de vue, les conséquences d'un déplacement de la limite vers le seuil obtenu par l'expérience.

Les limites reportées sur la figure 43 à 119,96 eV et 120,39 eV assurent au défaut quantique une valeur quasiment indépendante du nombre quantique principal pour les cinq séries de RYDBERG correspondant aux transitions de $2p^5ns$ et $2p^5nd$ vers $2p^6$. Celà n'est pas surprenant, puisque cette indépendance ou, à défaut, une variation lente et régulière constitue le critère de calcul de la limite. En adoptant comme nouvelle valeur de la limite $2p^6(^2P_{3/2})$ l'énergie correspondant à la longueur d'onde de 102,7 Å où commence l'absorption, les défauts quantiques relatifs aux deux séries $2p^5ns$ ne sont pas modifiés significativement: on obtient une croissance de quelques pour cent lorsque n passe de 3 à 5. Par contre, une variation rapide avec n apparait pour les trois séries $2p^5nd$: le défaut est multiplié par un facteur voisin de 4 lorsque n passe de 3 à 6. Si des expériences plus précises confirmaient la position du seuil d'absorption, il faudrait donc supposer que les séries $2p^5nd$ sont fortement perturbées par l'interaction de configuration.



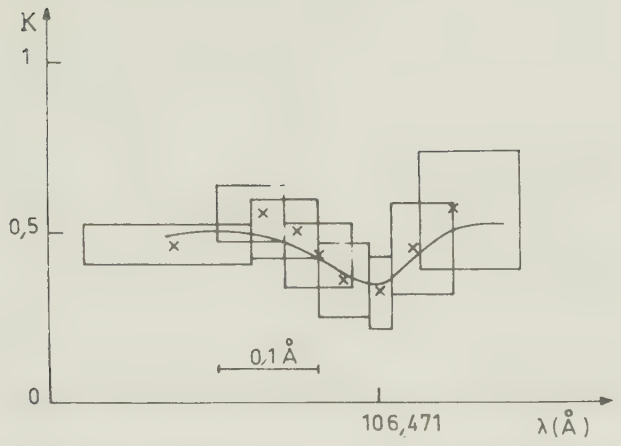
Seuil d'ionisation $2s^2 2p^6$ des ions Al^{3+} (compteur).

Figure 43

II.2. - IONS Al^{4+} ET Al^{5+}

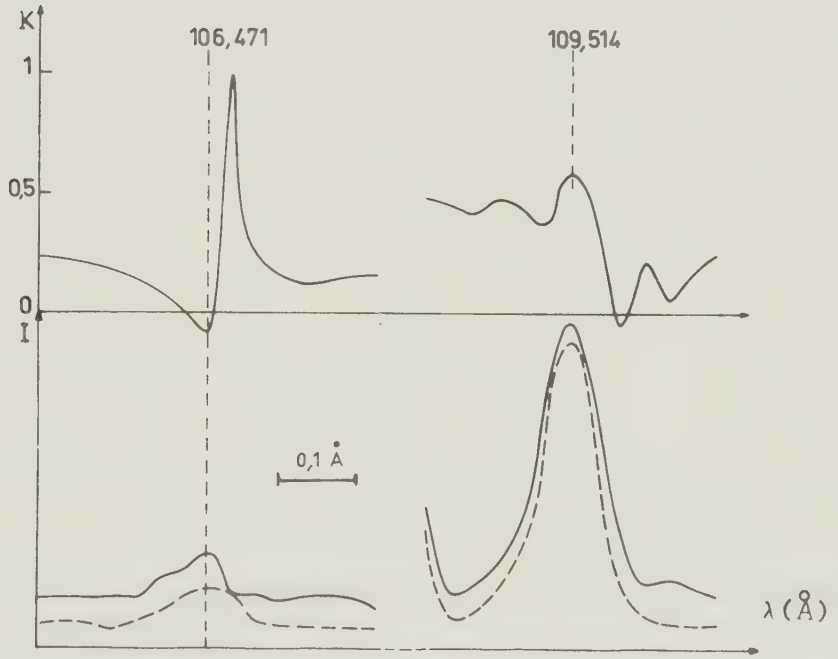
Les mesures relatives aux Al^{4+} concernent uniquement deux raies à 118,5 Å ($2p^5\ ^2P^o_{3/2}$ - $2p^4(^1S)3s\ ^2S_{1/2}$) et à 118,9 Å ($2p^5\ ^2P^o_{1/2}$ - $2p^4(^1S)3s\ ^2S_{1/2}$); on a déjà pu examiner ces raies sur les figures 37 à 39. Les absorptions sont d'environ 0,6.

Pour les ions Al^{5+}, les mesures concernent une raie située à 106,471 Å et correspondant à une transition possédant une lacune en couche 2s, soit $2s2p^5\ ^1P_1$ - $2s2p^4(^2S_{1/2})3s\ ^1S^o_1$. On peut



Résultat des mesures d'absorption effectuées au compteur proportionnel pour la raie $2s2p^5\ {}^1P_1 - 2s2p^4({}^2S_{1/2})3s\ {}^1S^\circ_1$ des ions Al^{5+} située à 106,471 Å.

Figure 44



Résultats des mesures d'absorption obtenues à partir de microdensitométries photographiques pour les raies des ions Al^{5+} correspondant aux transitions:

$2s2p^5\ {}^1P_1 - 2s2p^4({}^2S_{1/2})3s\ {}^1S^\circ_1$ (106,471 Å)

et $2s2p^5\ {}^1P_1 - 2s^22p^3({}^4S^\circ)3s\ {}^3S^\circ_1$ (109,514 Å)

Figure 45

voir sur les figures 44 et 45 les résultats obtenus par compteur et par densitométrie photographique. A titre de comparaison, la mesure densitométrique a été étendue à une autre raie des ions Al^{5+} sans caractéristique particulière ($2s2p^5\ {}^1P^o_1 - 2s^22p^3({}^4S^o)3s\ {}^3C^o$) à 109,514 Å. Les mesures "compteur" de la raie à 106,471 Å montrent une diminution d'absorption, qui passe de 0,5 ± 0,1 à 0,35 ± 0,1 pour le maximum de la raie. Les mesures densitométriques semblent, dans ce cas, sujettes à caution (pic étroit d'absorption hors de la raie). Il reste, cependant, que l'on observe également au maximum de la raie un minimum d'absorption, ce qui n'est pas le cas à 109,514 Å.

II.3 - TABLEAU RECAPITULATIF

Dans le tableau III, nous avons reporté l'ensemble des résultats numériques obtenus. Dans la colonne 1, on a indiqué le type d'ions étudiés, dans la colonne 2, les transitions et dans la colonne 3, les longueurs d'onde correspondantes. Les valeurs des absorptions sont reportées dans la colonne 4 où l'on trouvera, d'une part, les mesures "compteur" (a) et d'autre part, les estimations obtenues à partir des densitométries photographiques (b).

II.4 - SURPOPULATION DU NIVEAU $2p^54d\ {}^3P^o_1$ DE L'ION Al^{3+}

Revenons à la relation "45" (Ch.3,§I.2.b.1) et appliquons-la aux raies triplets P et D des transitions "4d". Nous écrirons:

$$R_{3P} = \frac{G}{G - 1 + 1/R_{3D}}$$

Rappelons ici que R_{3P} et R_{3D} représentent les rapports des populations n_{3P} et n_{3D} des niveaux correspondant aux termes $^3P^o_1$ et $^3D^o_1$

TABLEAU III

1 Ions	2 Transition	3 λ(Å)	4 Rapport d'absorption (I absorbée/ I incidente) a Compteur	b Film
Al^{4+}	$2p^5\ ^2P^o_{1/2}-2p^4(^1S)3s\ ^2S_{1/2}$	118,9		0,55
	$2p^5\ ^2P^o_{3/2}-2p^4(^1S)3s\ ^2S_{1/2}$	118,5	$0,60^{+}_{-}0,10$	0,60 à 0,25
Al^{3+}	$2p^6\ ^1S_0-2p^5\ 4d\ \ ^3P^o_1$	117,41	$0,25^{+}_{-}0,10$	0,35
	continuum	117,2	$0,22^{+}_{-}0,10$	
	$2p^6\ ^1S_0-2p^5\ 4d\ \ ^3D^o_1$	116,921	$0,63^{+}_{-}0,15$	0,80
	" " $^1P^o_1$	116,46	$0,78^{+}_{-}0,14$	1,00
	$2p^6\ ^1S_0-2p^5\ 5s\ \ ^3P^o_1$	114,737		0,60
	$^1P^o_1$	114,343		0,50
	$2p^6\ ^1S_0-2p^5\ 5d\ \ ^3P^o_1$	111,781		0,40
	$^3D^o_1$	111,598		0,95
	$^1P^o_1$	111,196		0,95
Al^{5+}	$2p^4\ ^3P_2-2p^3(^4S^o)3s\ ^3S^o_0$	109,514		0,50
	continuum			0,25
	$2s2p^5\ ^1P^o_1-2s2p^4(^2S_{1/2})3s\ ^1S_0$	106,471	$0,35^{+}_{-}0,10$	-0,07
	continuum		$0,50^{+}_{-}0,10$	0,20
Al^{3+}	Seuil de photoionisation des ions	de 102,7 à 102 Å	Saut de $0,16^{+}_{-}0,12$	

Récapitulation des mesures d'absorption

(Le mot "continuum" désigne ici la région du spectre où l'émission et l'absorption sont dues uniquement à des transitions entre états libres ou entre un état libre et un état lié)

à la population n_{1S} du niveau fondamental $2p^5 4d\ ^1S_1$ (fig.46).

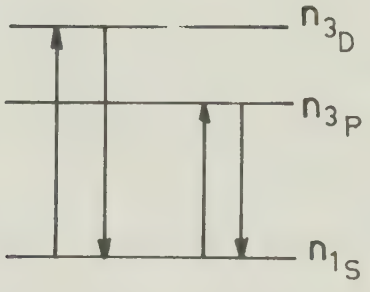


Figure 46

Nous allons pouvoir déduire de la valeur de G obtenue à partir des résultats numériques des informations sur les populations relatives. En effet, le rapport

$$R_{3p}/R_{3D} = n_{3p}/n_{3D}$$

peut s'exprimer sous la forme:

"48"
$$R_{3p}/R_{3D} = \frac{G}{R_{3D}(G-1)+1} = \frac{1}{R_{3D} - (R_{3D}-1)/G}$$

Or, nous avons vu que la raie triplet D apparait avec une très faible intensité dans le spectre d'émission du coeur chaud du plasma-laser et que l'on a mesuré pour la transition correspondante une absorption élevée de l'ordre de 0,6. Le niveau supérieur semble donc faiblement peuplé et cette population n'est probablement pas supérieure à celle attendue à l'équilibre. Dans ces conditions on doit avoir très vraisemblablement:

$$n_{3D}/n_{1S} < 1$$

Comme, d'autre part, les populations sont bien entendu positives, on obtient:

$$0 < R_{3_D} < 1$$

L'étude de la relation "48" conduit alors à représenter par la courbe de la figure 47 les variations du rapport R_{3P}/R_{3D} en fonction du paramètre G. On voit que l'on peut distinguer pour ce dernier les différents domaines de valeur suivants:

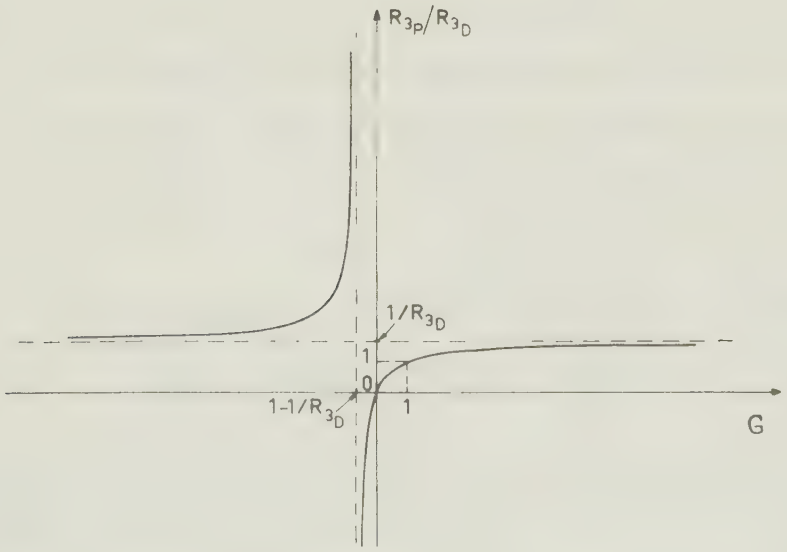
- Pour $1 < G < +\infty$, $R_{3P}/R_{3D} > 1$ et $n_{3P} > n_{3D}$; il y a surpopulation du triplet P par rapport au triplet D.

- Pour $G = 1$, $R_{3P}/R_{3D} = 1$ donc $n_{3P} = n_{3D}$; les populations sont égales: ce cas correspond à la situation attendue à l'équilibre.

- Pour $0 < G < 1$, $R_{3P}/R_{3D} < 1$ et $n_{3P} < n_{3D}$; il y a souspopulation du triplet P par rapport au triplet D.

- Pour $1-1/R_{3D} < G < 0$, $R_{3P}/R_{3D} < 0$ et n_{3P} ou $n_{3D} < 0$; les solutions comprises dans ce domaine sont donc interdites.

- Pour $-\infty < G < 1-1/R_{3D}$, on a à nouveau $R_{3P}/R_{3D} > 1$ et $n_{3P} > n_{3D}$; il y a donc, là encore, surpopulation du niveau triplet P.



Variation en fonction du paramètre G du rapport $R_{3P}/R_{3D} = n_{3P}/n_{3D}$ suivant l'expression "48".

Figure 47

Ces différents domaines de valeur de G peuvent être représentés par le schéma ci-dessous (fig.48):

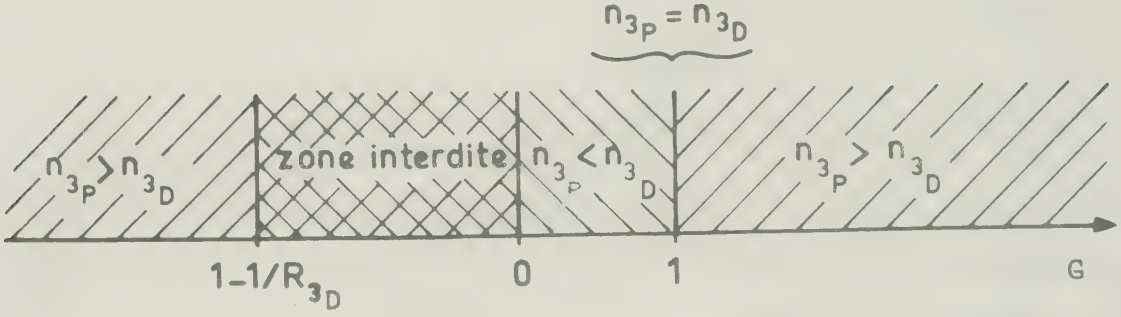


Figure 48

G est relié aux valeurs expérimentales par l'expression "44" qui s'écrira, dans le cas des triplets P et D,

$$G = \frac{I_{3P}}{I_{3D}} / \frac{F_{3P}}{F_{3D}} \frac{K_{3P} - K_c}{K_{3D} - K_c}$$

où, d'après "42":

$$F = \frac{\log T/\log T_c - 1}{\{\frac{\log T/\log T_c}{K/K_c} - I_c/I\}(K/K_c - T/T_c)}$$

Nous avons d'autre part évalué les intensités relatives:

$$I_{3P}/I_c \simeq 5$$

$$I_{3D}/I_c \simeq 3$$

et l'on a pour les absorptions (Tableau III):

$$K_{3P} = 0,25 \pm 0,10$$

$$K_{3D} = 0,63 \pm 0,15$$

$$K_c = 0,22 \pm 0,10$$

On obtient:

$$F_{3P} = 1,084 \pm 0,060$$

$$F_{3D} = 1,176 \pm 0,010$$

On en déduit que la valeur de G correspondant aux valeurs moyennes est:

$$G = +25$$

et que ce paramètre peut varier au maximum entre des valeurs limites telles que:

$$+5 < G < +\infty$$

$$-\infty < G < -0,8$$

car, pour la valeur possible $K_{3P} - K_C = 0$, G passe par l'infini. On voit que G étant soit supérieur à +5, soit inférieur à -0,8, ne passe jamais par la valeur 1; on se trouve donc en dehors de l'état d'équilibre au bénéfice de l'état triplet P (fig.48) et ceci, même en tenant compte des conjonctions d'erreur les plus pessimistes.

Ce résultat est confirmé si on compare, de la même manière, l'état triplet P au singulet P pour lequel:

$$I_{1P}/I_C \simeq 2,5$$

$$K_{1P} = 0,78 \pm 0,14$$

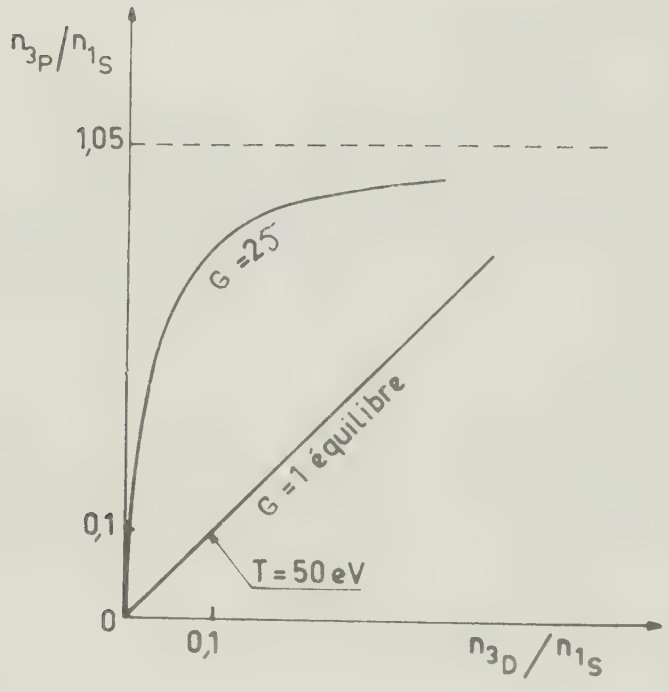
En effet, on trouve:

$$G = +32 \left| \begin{array}{l} +7 < G < +\infty \\ -\infty < G < -7 \end{array} \right.$$

Nous avons représenté sur la figure 49 la courbe traduisant la variation de R_{3P} en fonction de R_{3D} pour G = +25 et montrant bien l'écart à l'équilibre: les états d'équilibre à différentes températures sont représentés par des points de la droite obtenue en prenant G = 1. Plus loin, nous donnerons une évaluation directe de la valeur de $R_{3P} = N_{3P}/N_{1S}$ en nous servant des probabilités de transition.

III - DONNEES THEORIQUES PERMETTANT L'EVALUATION DES POPULATIONS DES ETATS EXCITES

Elles concernent: d'une part, un calcul de A. SUREAU[44] sur les intensités relatives des raies correspondant aux divers états qui nous intéressent, conduisant à une évaluation des probabilités



Variations de $R_{3P}=n_{3P}/n_{1S}$ en fonction de $R_{3D}=n_{3D}/n_{1S}$ pour G = +25 et G = +1

Figure 49

de transition; d'autre part, un calcul de F. COMBET-FARNOUX et M. LAMOUREUX[45] sur les sections efficaces de photoionisation relatives à la sous-couche 2p pour la séquence isoélectronique du néon.

III.1 - PROBABILITES DE TRANSITION

III.1.a - Présentation

La probabilité de transition spontanée A_{21} d'un état 2 vers un état 1 est liée au carré de l'élément de matrice réduit S_{21}

de l'opérateur dipôlaire (encore appelé force de raie) par la relation:

"49" $$A_{21} = \frac{1}{g_2} \frac{64\pi^4\sigma^3}{3h} S_{21}$$

g_2 étant la dégénerescence 2J+1 (où J est le moment angulaire total du niveau supérieur) et σ le nombre d'onde de la transition.

Le calcul de SUREAU a consisté à évaluer S_{21} pour les transitions $2p^5nd \rightarrow 2p^6$, entre la configuration $2p^6$ exprimée en couplage LS et la configuration $2p^5nd$ exprimée en couplage J_1j (J_1 est le moment angulaire des 5 électrons 2p et j = l+s est le moment angulaire de l'électron nd seul). L'élément de matrice réduit de l'opérateur dipolaire se décompose en une partie angulaire, indépendante de n et une partie radiale (2p|r|nd). Pour la partie angulaire on obtient les valeurs suivantes:

niveaux ns		niveaux np	
état ^1P	2/3	état ^1P	4/3
état ^3P	4/3	état ^3D	12/5
		état ^3P	4/15

La partie radiale de S_{21}, calculée pour n = 3 en approximation hydrogénoïde suivant la méthode de LAYZER[53, 54] est égale à la valeur:

$$S_{21} = 0,13335 \text{ u.a.},$$

cette valeur étant la même pour les trois états. Le même calcul en HARTREE-FOCK donne les valeurs suivantes:

$^1P \rightarrow 0,0833$

$^3D \rightarrow 0,1054$

$^3P \rightarrow 0,1263$

la valeur obtenue par l'utilisation de la fonction 3d du centre de gravité de la configuration $1s^2 2s^2 2p^5 3d$ de l'aluminium (Z=13) étant 0,109505.

On voit que les deux méthodes donnent des résultats peu différents. A. SUREAU a d'autre part calculé les rapports entre les parties radiales correspondant aux niveaux nd et ns en approximation hydrogénoïde; de plus, pour n = 3, il a également effectué le calcul en "HARTREE-FOCK". Les valeurs ainsi obtenues sont les suivantes:

n	$(2p\|r\|nd)^2/(2p\|r\|ns)^2$	
3	25,60	(hydrogénoïde)
	1,93117	(HARTREE-FOCK)
4	20,00	(hydrogénoïde)
5	18,29	(hydrogénoïde)

On voit qu'en "HARTREE-FOCK" (n = 3) il y a un désaccord considérable entre les deux méthodes. L'approximation hydrogénoïde donne des valeurs particulièrement élevées qui conduiraient à des résultats incompatibles avec les observations expérimentales. Malheureusement, bien que le calcul en HARTREE-FOCK semble conduire dans ce cas à des résultats certainement plus proches de la réalité, cette méthode n'est pas applicable ici pour n > 3. Nous devrons donc alors nous contenter de l'approximation hydrogénoïde, nous souvenant, que pour n = 3 les probabilités de transition calculées doivent être environ 12 fois plus faibles qu'en HARTREE-FOCK. Si l'on remarque par ailleurs que le rapport calculé en "hydrogénoïde" varie peu lorsque l'on passe de n = 3 à n = 5, il parait raisonnable de penser que la surestimation des valeurs obtenues par cette méthode reste du même ordre de grandeur pour n = 4 et n = 5 et qu'il conviendrait de les diviser par un facteur dix environ.

Par contre, l'écart entre les deux méthodes est peu élevé, comme nous venons de le voir, dans le cas des électrons nd

et l'approximation hydrogénoïde semble alors acceptable. Elle conduit aux valeurs suivantes:

n	$(2p\|r\|nd)^2/(2p\|r\|3d)^2$
3	1
4	0,13
5	0,084

Des résultats precedents, on peut construire l'ensemble des valeurs de S_{21} en effectuant les produits des lignes et des colonnes correspondant à chacun des cas dans le tableau IV. Il est alors possible d'obtenir le tableau général des probabilités de transition spontanée A_{21}, stimulée B_{21} et d'absorption B_{12}, en utilisant les relations:

$$A_{21}\ (s^{-1}) = \frac{2,026.10^{18}}{g_2 \lambda^3\ (\text{Å})}\ S\ (u.a.)$$

$$B_{21}\ (C.G.S.) = 4,2.10^{18} S_{21}\ (u.a.)$$

$$B_{12} = (g_2/g_1)B_{21}$$

Pour le niveau fondamental $^1S_0$, J=0; pour les niveaux supérieurs J=1.

D'où: $g_1 = 1$, $g_2 = 3$ et $B_{12} = 3B_{21}$

Ces résultats sont reportés sur la page suivante (tableau V).

	niveaux nd					niveaux ns	
	$^1P_1$	$^3D_1$	$^3P_1$			$^1P_1$	$^3P_1$
Partie angulaire	4/3	12/5	4/15			2/3	4/3
n	+	+	+	Partie radiale $(2p\|r\|nd)^2$	$\frac{(2p\|r\|ns)^2}{(2p\|r\|nd)^2}$	+	+
3	×	×	×	← 0,13335 × 1 →	× 1/25,6 ((1/1,93 en H-F))	×	×
4	×	×	×	← 0,13335 × 0,13 →	× 1/20	×	×
5	×	×	×	← 0,13335 × 0,084 →	× 1/18,29	×	×

TABLEAU IV
==========

		nd			ns			
		$^1P_1$	$^3D_1$	$^3P_1$	$^1P_1$		$^3P_1$	
n = 3	λ (Å)	129,729	130,403	131,652	160,073		161,686	
	S_{21} (u.a.)	$1,78.10^{-1}$	$3,20.10^{-1}$	$3,56.10^{-1}$	$3,47.10^{-3}$	$4,60.10^{-2}$	$6,95.10^{-3}$	$9,21.10^{-2}$
	$A_{21}.10^{-9}$ (s^{-1})	55,00	97,47	10,52	0,572	7,58	1,1	14,71
	$B_{21}.10^{-17}$ (C.G.S.)	7,47	13,44	1,49	0,146	1,93	0,292	3,87
	$B_{12}.10^{-17}$ (C.G.S.)	22,50	40,33	4,48	0,437	5,80	0,875	11,60
n = 4	λ (Å)	116,459	116,920	117,410	124,034		124,543	
	S_{21} (u.a.)	$2,32.10^{-2}$	$4,16.10^{-2}$	$4,62.10^{-3}$	$5,78.10^{-4}$	-	$1,56.10^{-4}$	-
	$A_{21}.10^{-9}$ (s^{-1})	9,88	17,58	1,93	0,205	-	0,404	-
	$B_{21}.10^{-17}$ (C.G.S.)	0,971	1,75	0,194	0,0243	-	0,0485	-
	$B_{12}.10^{-17}$ (C.G.S.)	2,91	5,24	0,582	0,0728	-	0,146	-
n = 5	λ (Å)	111,200	111,590	111,780	114,329		114,759	
	S_{21} (u.a.)	$1,49.10^{-2}$	$2,69.10^{-2}$	$2,99.10^{-3}$	$4,08.10^{-4}$	-	$8,17.10^{-4}$	-
	$A_{21}.10^{-9}$ (s^{-1})	7,34	13,07	1,44	0,185	-	0,366	-
	$B_{21}.10^{-17}$ (C.G.S.)	0,627	1,13	0,125	0,0171	-	0,0343	-
	$B_{12}.10^{-17}$ (C.G.S.)	1,88	3,39	0,376	0,051	-	0,103	-

TABLEAU V
=========

III.1.b - Discussion

Pour tester la validité de ces résultats, il est intéressant de les comparer à ceux obtenus par d'autres auteurs. Dans le tableau VI, on a reporté, à côté des valeurs de A_{21} obtenues à partir des résultats de SUREAU pour les électrons 3d, celles publiées par le N.B.S.[64]. Sur la 3ème ligne, on trouve les intensités relatives déterminées par SÖDEROVIST[51] dans un spectre d'étincelle et sur la 4ème ligne, la détermination de JAMELOT[43] relative à la zône de densité moyenne d'un plasma-laser (cf. tableau I, p.32).

On voit que les valeurs de SUREAU, obtenues en couplage J_1j, sont en accord satisfaisant avec les mesures expérimentales, ce qui n'est pas le cas pour celles publiées par le N.B.S., obtenues en couplage intermédiaire. Ceci semble montrer que les fonctions d'onde utilisées pour le couplage intermédiaire ne sont pas satisfaisantes dans ce cas. La raison en est, très probablement, le caractère inadéquat des fonctions radiales utilisées dans le calcul.

n = 3		$^1D_1$	$^3D_1$	$^3P_1$
$A_{21}.10^{-9}$ (s^{-1})	Valeurs obtenues à partir des résultats de SUREAU (couplage J_1j, partie radiale hydrogénoïde)	55,00	97,47	10,5
	Valeurs données par le NBS (couplage intermédiaire)	34	63	0,47
Intensités relatives mesurées par SÖDEROVIST dans un spectre d'étincelle.		12	11	3
Intensités relatives mesurées par JAMELOT dans la zône de densité moyenne d'un plasma-laser (à 1,25 mm de la cible)		15	20	?

TABLEAU VI

La comparaison de ces mêmes résultats de SUREAU avec les intensités relatives expérimentales montre que, si l'accord parait raisonnable pour les rapports entre les intensités correspondant aux états triplet et singulet P, il n'en est pas de même lorsque l'on considère ceux attachés à l'état triplet D, vis à vis des deux autres. La contribution du triplet D parait, en effet, surestimée. Ceci provient de ce que le couplage $J_1 j$ avantage effectivement cet état. Par exemple, en couplage intermédiaire, on aurait, pour n = 3:

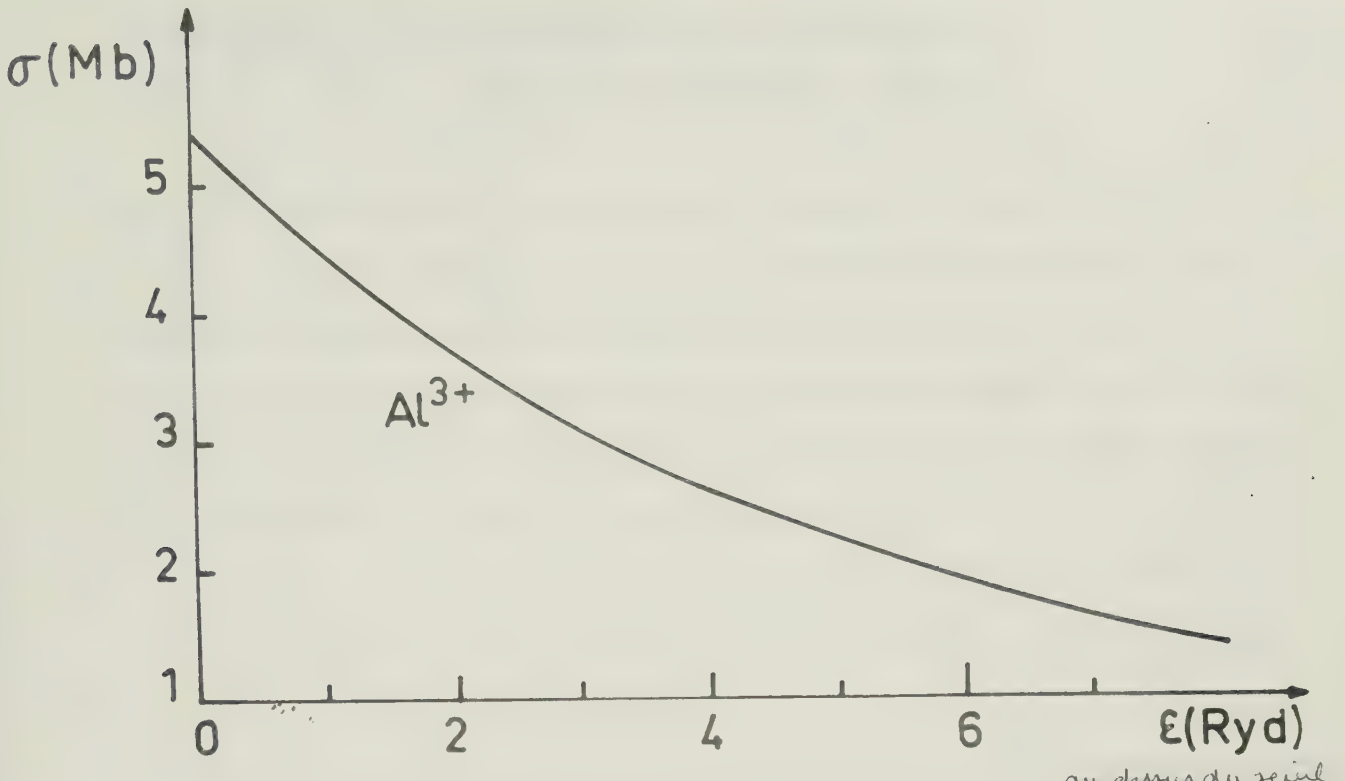
contribution à ^3D	0,03	pour le triplet P
	1	pour le triplet D
	8	pour le singulet P

III.2 - SECTION EFFICACE D'ABSORPTION AU SEUIL DE PHOTOIONISATION

III.2.a - Calcul

F. COMBET-FARNOUX et M. LAMOUREUX[45] ont utilisé un modèle monoélectronique dans un champ central pour calculer les sections efficaces d'absorption au seuil de photoionisation relatives à la sous-couche 2p des ions appartenant à la séquence isoélectronique du néon; ce calcul a été effectué à l'aide de fonctions de HARTREE-FOCK (champ non coulombien) en négligeant la relaxation du coeur. La figure 50 montre les résultats obtenus pour Al^{3+}. En abscisse, l'énergie ε est indiquée en Rydberg; en ordonnée, la section efficace est portée en Mégabarn. On voit que la section efficace σ pour la limite d'ionisation, située à 121 eV est voisine de 5 Mb.

Rappelons que la concordance entre les résultats obtenus pour les calculs de ce type et l'expérience est bien vérifiée pour les atomes neutres.



Section efficace d'absorption σ de photons d'énergie ε au-dessus du seuil dans les ions Al^{3+}.(d'après 45)

Figure 50

III.2.b - Possibilité d'application

La connaissance de la section efficace d'absorption pour la limite de photoionisation d'une espèce ionique est d'une grande utilité pour les problèmes qui vont nous intéresser. Elle doit permettre en effet, comme nous allons le voir, de déterminer la population du niveau fondamental de cet ion.

Soit N cette population par unité de volume; la transmission est liée à la section efficace d'absorption par la relation:

$$T = 1 - K = e^{-N\sigma x}$$

où x est l'épaisseur de plasma traversée.

Il suffit donc de mesurer l'absorption, à la longueur d'onde pour laquelle on a estimé la section efficace. Alors:

"50" $$N = \frac{2,30 . \log(1 - K)}{\sigma . x}$$

IV - APPLICATION A LA DETERMINATION DES POPULATIONS $2p^5nd$ ET $2p^5ns$ DES IONS Al^{3+}

Cette application résulte de l'introduction des résultats tant expérimentaux que théoriques, exposés précédemment, dans la relation "47"(Ch.3§I.2.b.2). Rappelons ici que cette relation fournit la valeur de la différence des populations entre un état excité et l'état fondamental. La détermination de la population d'un état excité nécessite donc une évaluation préalable de celle de l'état fondamental. C'est pourquoi, avant de développer le présent paragraphe, nous aborderons d'abord cette question.

IV.1 - DETERMINATION DE LA POPULATION N_{1S} du NIVEAU FONDAMENTAL DES IONS Al^{3+}

Deux méthodes ont été utilisées:

- La première méthode constitue une application directe du paragraphe précédent (§III.2.b). En effet, on a vu que la section efficace d'absorption σ au seuil de photoionisation était d'environ 5 Mb, soit $5.10^{-18} cm^2$. Or, l'épaisseur x de plasma traversée peut être estimée voisine de 2.10^{-2} cm et l'on a vu que l'absorption imputable à la photoionisation de l'Al^{3+} est, au seuil:

$$K \approx 0,16 \pm 0,12$$

Introduisant ces valeurs dans la relation "50" on en déduit une valeur de N_{1S} telle que:

$$0,13.10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_{1S} < 3,7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

avec, pour la valeur moyenne d'absorption:

$$\overline{N_{1S}} = 1,7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

- La deuxième méthode consiste à calculer la différence des populations entre un état excité et l'état fondamental pour une raie d'intensité suffisamment faible malgré une probabilité de transition notable: cette faible intensité peut alors être considérée comme traduisant un peuplement voisin de zéro de l'état excité. Ceci est le cas que l'on rencontre notamment pour l'état singulet P qui, comme nous l'avons déja vu, donne naissance, dans la zône chaude du plasma, à une raie qui apparait très faiblement et, parfois même, en absorption. Ainsi:

$$N_{1P} - N_{1S} \simeq - N_{1S}$$

Avec $K_{1P} = 0,78 \pm 0,14$ et $K_c = 0,22 \pm 0,10$, $B_{12} = 2,91.10^{17}$ (CGS) relation "47" donne, en se souvenant que $N_{1P} = n_{1P}\Delta\nu$ et $N_{1S} = n_{1S}\Delta\nu$, où $\Delta\nu$ est la largeur spectrale de la mesure ici égale à $3,4.10^{13}$ s^{-1}

$$\overline{N_{1S}} = 1,34.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{et } 0,6.10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_{1S} < 2,5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

où $\overline{N_{1S}}$ correspond aux valeurs moyennes expérimentales.

On voit que l'on obtient un assez bon accord entre les deux déterminations.

Par contre, la dernière des deux méthodes appliquée au cas du triplet D qui donne, dans les mêmes conditions, une raie apparaissant également en absorption, semble donner de moins bons résultats. Avec $K_{3_D} = 0,37 \pm 0,15$, $K_c = 0,22 \pm 0,10$ et $B_{12} = 5,24.10^{17}$ (CGS), on obtient:

$$\overline{N_{1S}} = 0,32.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{et } 0,15.10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_{1S} < 0,6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Or, nous avons vu précédemment que pour le terme triplet D la valeur de la probabilité de transition semble surestimée d'un facteur 2 à 3 (Ch.3,§III.1.b). Cette surestimation parait donc suffisante pour expliquer la valeur trop faible obtenue ici.

Il est possible de conclure de ce qui précède que la population du niveau fondamental des ions Al^{3+}, dans nos conditions expérimentales, est déterminée à mieux qu'un ordre de grandeur et qu'elle est voisine de 10^{18} cm^{-3}.

IV.2 - APPLICATION AUX POPULATIONS $2p^5 4d$ DES IONS Al^{3+}

Ayant estimé la valeur de la population du niveau fondamental des ions Al^{3+}, il nous est possible maintenant d'utiliser la relation "47" pour déterminer les populations des niveaux excités dans les mêmes conditions. Il suffit pour cela d'introduire dans cette relation les résultats expérimentaux d'absorption et la probabilité de transition correspondante. Pour le niveau $2p^5 4d\ ^3P_1$ on a:

$K_{3p} = 0,25 \pm 0,10$
$K_C = 0,22 \pm 0,10$ | (tableau III, page 107)

$B_{12} = 0,5 .10^{17}$ C.G.S. (tableau V, page 116)

Nous retiendrons dans ce calcul la valeur de N_{1S} déterminée à l'aide du singulet P, celle obtenue à l'aide du triplet devant être écartée pour les raisons qui viennent d'être exposées. Nous eussions pu utiliser la valeur déterminée à partir de la section efficace de photoionisation mais nous ne l'avons pas fait pour deux raisons: d'une part, parce que cette dernière valeur est déterminée avec une moins grande précision et, d'autre part, pour que la totalité du calcul relève d'une méthode cohérente ne faisant appel qu'aux données relatives à des probabilités de transition calculées par la même méthode et pour le même groupe de raies. Ainsi:

$$\overline{N_{1S}} = 1,34.10^{18}\ cm^{-3}$$

$$\text{et } 0,65.10^{18}\ cm^{-3} < N_{1S} < 2,46.10^{18}\ cm^{-3}$$

Dans ces conditions, pour la population du niveau triplet P, on obtient, à partir des valeurs moyennes:

$$\overline{N_{3p}} = 1,1.10^{18}\ cm^{-3}$$

cette population pouvant varier entre des limites telles que:

$$0{,}44.10^{18}\ cm^{-3} < N_{3p} < 2{,}42.10^{18}\ cm^{-3}$$

Si on considère maintenant le rapport de cette population à celle du niveau fondamental, on a:

$$\overline{N_{3p}/N_{1S}} = 0{,}84$$

entre des valeurs extrêmes:

$$0{,}35 < N_{3p}/N_{1S} < 2{,}8$$

La valeur centrale correspond aux moyennes:

$$K_{1p} = 0{,}78$$

$$K_c = 0{,}22$$

$$K_{3p} = 0{,}25$$

$$N_{1S} = 1{,}3.10^{18}\ cm^{-3}$$

Les valeurs extrêmes sont obtenues, en remarquant que, dans chacun des cas, la valeur de N_{1S} dépend en partie de celle de K_c

- la plus basse pour:

$$\left.\begin{aligned} K_{1p} &= 0{,}92 \\ K_c &= 0{,}12 \end{aligned}\right| \text{ ce qui définit } N_{1S} = 2{,}46.10^{18}\ cm^{-3}$$

$$K_{3p} = 0{,}35$$

- la plus élevée pour:

$$\left.\begin{aligned} K_{1p} &= 0{,}64 \\ K_c &= 0{,}32 \end{aligned}\right| \text{ ce qui définit } N_{1S} = 0{,}65.10^{18}\ cm^{-3}$$

$$K_{3p} = 0{,}15$$

Il est intéressant de comparer ces valeurs à celle que l'on aurait à l'équilibre. Dans ce cas, en effet,

$$N_{3p}/N_{1S} = e^{-h\nu/kT}$$

Pour un plasma-laser du type de celui que nous produisons, on peut estimer que la température est telle que $kT \sim 50$ eV. On en déduit que la proportion d'électrons dans le niveau $2p^5 4d\ {}^3P_1^o$ serait, sachant que

la longueur d'onde de la transition vers le fondamental est 117,41 Å:

$$N_{3p}/N_{1S} \sim 0,1$$

Ce résultat montre que nous nous trouvons ici, dans tous les cas, hors de l'équilibre et vraisemblablement dans un état voisin de l'inversion de population correspondant à la valeur 1.

IV.3 - APPLICATION AUX POPULATIONS $2p^5 5s$ et $2p^5 5d$ DES IONS Al^{3+}

La même méthode a été appliquée à la recherche d'une évaluation des populations de ces états. Cette recherche se heurte aux difficultés liées à la "crédibilité" des valeurs de probabilité de transition utilisées. Notamment, avec la configuration ns, on a vu que le calcul suivant la méthode de HARTREE-FOCK donne, pour n = 3, une valeur 12 fois trop faible de la partie radiale de la force de raie, par rapport à la valeur obtenue en approximation hydrogénoïde (Ch.3,§III.1.a).

Aussi n'est-il pas étonnant de trouver pour 5s, à partir des estimations (cf.tableau III):

$$K_{3p} \sim 0,6$$

$$K_{1p} \sim 0,5$$

et en adoptant:

$$K_c \sim 0,2$$

des valeurs dépassant d'un ordre de grandeur les précédentes:

$$N_{3p} - N_{1S} \sim -1,9.10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (B_{12}=0,103.10^{17} \text{ CGS})$$

$$N_{1p} - N_{1S} \sim -2,5.10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (B_{12}=0,051.10^{17} \text{ CGS})$$

Pour les niveaux "5d", en utilisant:

$$K_{3p} \sim 0,4$$

$$K_{1p} \sim 0,95$$

et en supposant, la raie étant de très faible intensité:

$$N_{1p} \sim 0$$

on trouve:

$$N_{1S} \sim 4,4.10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (B_{12} = 1,88.10^{17} \text{ CGS})$$
$$N_{3P} \sim 2,4.10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (B_{12} = 0,376.10^{17} \text{ CGS})$$

et:

$$N_{3P}/N_{1S} \sim 0,55$$

Ici encore le rapport, à l'équilibre, serait voisin de 0,1. On voit que ce dernier calcul aussi approximatif soit-il, semble indiquer à nouveau, pour le terme triplet P d'une configuration $2p^5nd$, un écart important à l'équilibre.

V - CONCLUSION

Les résultats rassemblés et discutés dans les diverses parties du présent chapitre ont donc montré que les anomalies d'intensité que nous avions observées initialement étaient bien liées, pour le niveau correspondant au terme triplet P des ions Al^{3+}, à un peuplement anormalement élevé. Sur ce point, tous les résultats convergent. Par contre, il n'a pas été possible de mettre en évidence, de façon définitive, une inversion de population, laquelle aurait dû se traduire par une valeur négative des absorptions mesurées. Cependant, compte tenu de la précision des mesures qui encadrent de telles valeurs, il n'est pas possible d'écarter cette éventualité. Quoi qu'il en soit, il est important de conclure sur les remarques suivantes:

1) - Les mesures d'absorption qui ont été données ici correspondent à un intervalle spectral notable (0,15 Å). On peut supposer que le domaine relatif à la mise en évidence d'une absorption négative

est beaucoup plus étroit (effet laser). Dans le cas où cet effet serait faible, il est à craindre que la contribution positive apportée par les bords du domaine spectral ne compense la valeur négative que l'on devrait observer.

2) - Ces mesures sont, d'autre part, intégrées sur le temps de vie du plasma (30 à 40 ns à mi-hauteur). On ne connait pas, façon précise, l'évolution de la température et de la densité du plasma pendant cette période. Une inversion de population conduisant à l'observation d'une émission stimulée devrait commencer par apparaître, si elle se prosuisait, pendant une période beaucoup plus courte correspondant au maximum de ces paramètres. Ici encore, il est certain que les contributions des périodes moins denses et moins chaudes, pendant lesquelles on peut être sûr qu'il n'y a pas d'inversion de population, tendent à masquer un phénomène éventuel.

Néanmoins, il est remarquable, compte tenu précisément de ces observations, que nos mesures aient quand même pu montrer un écart très important à l'équilibre; ceci semble bien indiquer que l'on se trouve au moins à la limite de la mise en évidence d'une émission stimulée et autorise des espoirs sérieux quant à la possibilité de parvenir, par ce moyen, à créer un effet-laser dans le domaine X-U.V. C'est ce dernier point qui fera l'objet du dernier chapitre que nous allons maintenant aborder.

- QUATRIEME CHAPITRE -

POSSIBILITE D'UN EFFET-LASER X-U.V. DANS LE PLASMA

I - ETAT ACTUEL DES RECHERCHES SUR L'EFFET-LASER EN RAYONS X

Des recherches concernant la production de l'effet-laser dans l'ultraviolet lointain et les rayons X ont lieu actuellement dans plusieurs pays. Jusqu'à l'été 1972, aucun résultat expérimental n'avait été publié pour des longueurs d'onde inférieures à 1.200 Å environ à l'exception de nos propres publications sur ce sujet commencées en Mai 1971[65,66,46,67] suggérant que les anomalies d'intensité qui avaient été observées dans le spectre des ions Al^{3+} étaient dues à l'émission stimulée.

D'un point de vue théorique, divers types de mécanismes susceptibles de créer une inversion de population dans le domaine de longueur d'onde considéré avaient été envisagés[68]: ces mécanismes mettaient en jeu des transitions vers les couches internes d'un atome[69] ou dans des ions multiplement chargés[70], ou même, des transitions nucléaires.

La possibilité de stimuler des transitions MOSSBAUER dans les noyaux[71,72] permettrait d'atteindre le domaine γ, mais jusqu'ici on se heurte au problème de la préparation d'un matériau capable de "laser" comportant une concentration suffisante de noyaux excités.

La diffusion COMPTON stimulée du rayonnement-laser par un faisceau d'électrons relativistes a été envisagée pour obtenir un rayonnement cohérent de longueur d'onde ajustable dans le domaine

infra-rouge[73]. On montre qu'avec un laser "verre-néodyme" on pourrait espérer, à 166 Å, un gain d'environ 2 cm^{-1} à condition de disposer d'un faisceau d'électrons de 2 MeV d'énergie correspondant à une densité de courant de 10^5 A/cm^2 [70].

Nous citerons également les efforts qui ont été accomplis pour tenter d'atteindre les courtes longueurs d'onde grace à des générations successives d'harmoniques[74, 75]. Ce processus apparait théoriquement possible avec un bon rendement mais soulève rapidement des difficultés techniques considérables.

Mais, pour en revenir aux transitions dans les atomes, c'est dans ce domaine surtout qu'un gros effort avait été tenté. En dehors de notre équipe, les idées générales qui, jusqu'en 1971 guidaient le travail des autres chercheurs étaient très proches de celles exposées par M. A. DUGUAY et P. M. RENTZEPIS en 1967[69]. Elles reposaient sur l'espoir de créer un grand nombre de lacunes en couche atomique interne en un temps inférieur au temps nécessaire au réarrangement de l'atome, de manière à créer une population inversée des niveaux supérieurs par rapport aux niveaux inférieurs où sont créées les lacunes. Le milieu actif envisagé était un solide irradié soit par des électrons, soit par des photons, soit même par des protons[76]. L'utilisation de lasers "picoseconde" a été envisagée pour obtenir une inversion de population en deux étapes, par chauffage d'un plasma préchauffé par un autre laser[77].

Il semble que personne n'avait songé que les différences d'énergie convenant à l'émission X existaient, non seulement pour les couches internes des atomes neutres d'un solide, mais aussi, entre les couches externes, c'est à dire, normalement inoccupées, des atomes fortement ionisés d'un plasma et que,

dans ce cas, d'autres mécanismes d'inversion de population pouvaient être envisagés. Il semble que ce soit les publications de notre équipe sur ce sujet qui aient provoqué le développement d'une série de recherches sur l'utilisation d'un plasma-laser comme milieu actif pour le laser-X.

Deux publications postérieures aux nôtres sont à noter. L'une[78], sur laquelle nous reviendrons plus loin, est purement théorique et donne l'ordre de grandeur des puissances-laser à atteindre pour inverser les niveaux 1s et 2p dans un plasma d'élément léger à une densité électronique voisine de celle du solide. L'autre est la publication bien connue de J. G. KEPROS et autres[79] qui affirme la mise en évidence d'un effet-laser à 8 keV, dans un plasma formé à partir d'une cible de $CuSO_4$ et avec un laser de 1 GW. Ce résultat est fortement controversé et l'on peut résumer brièvement l'état de la discussion à partir de travaux ultérieurs.

L'expérience de KEPROS a été reproduite deux fois depuis sa publication. R. C. ELTON et autres[80] obtiennent des résultats analogues à ceux de KEPROS, quoique différents. Cette équipe a comme la première utilisé des films photographiques placés à quelques dizaines de centimètres du "filament" de plasma. Mais, contrairement à la première expérience, elle obtient, non pas un spot, mais un "bouquet" de petits spots de quelques centièmes de millimètres de diamètre, approximativement dans l'axe du filament; en fait, la position de ce "bouquet" semble dépendre de l'énergie du faisceau-laser. Les auteurs estiment qu'il s'agit d'une émission stimulée de rayons X mais ils n'ont pas de dispositif d'analyse en énergie du rayonnement, sinon des filtres assez sommaires. D'autre part, l'expérience a été refaite par M. H. KEY à l'Université de Belfast [81], en utilisant successivement des films

photographiques et un compteur GEIGER. D'après ce travail, il pourrait à la rigueur y avoir des doutes sur la présence de spots sur les films, mais il apparait que le compteur, lorsqu'il est bien protégé de tout rayonnement parasite, refuse absolument d'annoncer la présence d'un rayonnement X.

Les résultats sont donc contradictoires. D'autre part, la possibilité d'une émission stimulée à 8 keV à l'aide d'un laser de 1 GW seulement parait étonnante; on peut montrer que l'émission d'une telle énergie sous forme de rayonnement stimulé nécessiterait des puissances-laser supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celle qui a été utilisée ici: en effet, ces évaluations sont possibles à partir des travaux théoriques qui ont été publiés sur cette question[69,78]. Il faut encore noter que, dans le compte-rendu de leurs expériences, ni KEPROS, ni ELTON ne donnent d'explication du mécanisme qui produirait une inversion de population. Il n'y a pas d'explication non plus du fait que, dans l'expérience d'ELTON, on voit apparaître un "bouquet" de spots et non pas 1 spot.

Note: Alors que nous achevons la rédaction de ce mémoire, nous venons de prendre connaissance d'une publication qui semble mettre un terme définitif à la discussion: les spots observés ne seraient pas dus au rayonnement X, mais à des microdécharges[82].

II - MECANISMES DE SURPOPULATION DES NIVEAUX $2p^5nd\ ^3P_1^o$ DE L'Al^{3+}

Pour notre part, nous avons suggéré en 1971[66] que des inversions de population pouvaient se produire entre les niveaux $2p^5nd\ ^3P_1^o$ et l'état fondamental de l'ion Al^{3+}. Dans le précédent chapitre nous avons exposé en détail ce qui peut être considéré actuellement comme établi à propos de la population de ces niveaux. Parmi les chiffres que nous avons obtenus, le rapport 0,84 entre les

populations $2p^5 4d\ {}^3P_1^o$ et $2p^6\ {}^1S_0$ est évidemment celui qui retient le plus l'attention puisque, en dépit du fait qu'il donne une valeur moyenne dans le temps (et pour 0,2 mm d'épaisseur de plasma) il n'est pas très éloigné de la valeur 1 correspondant au début de l'inversion. Par conséquent, comme nous l'avons vu, l'analyse de nos expériences confirme l'existence de niveaux fortement surpeuplés, mais la certitude que l'inversion est atteinte ou accessible demande des travaux supplémentaires.

C'est dans cette perspective que nous explicitons maintenant les mécanismes dont la théorie prévoit qu'ils sont susceptibles de privilégier la population des niveaux étudiés. L'un de ces mécanismes a déja été évoqué au premier chapitre, lorsque nous avons justifié la recherche de transitions autoionisantes à partir d'états $2s2p^6np$ dans le spectre d'émission du plasma d'aluminium. C'est celui que nous exposerons avec le plus de détails précisément parce que l'hypothèse de son efficacité semble avoir trouvé une confirmation avec la découverte de ces transitions. Il a été envisagé sur la base de calculs effectués par A. SUREAU[44].

L'existence d'états autoionisants a été montrée pour la première fois par SHENSTON en 1931, à partir de mesures effectuées par ALLEN, en 1931 également, sur les largeurs anormales de certaines raies du spectre Cu I. Un atome peut subir une autoionisation lorsqu'un de ses états discrets possède une énergie supérieure à l'un des seuils d'ionisation. Une transition diélectronique non radiative est alors possible dans laquelle un électron est éjecté et l'autre transite vers un niveau d'énergie inférieure. En d'autres termes, l'autoionisation correspond à un processus de type AUGER intéressant les niveaux extérieurs de l'atome ou d'un de ses ions.

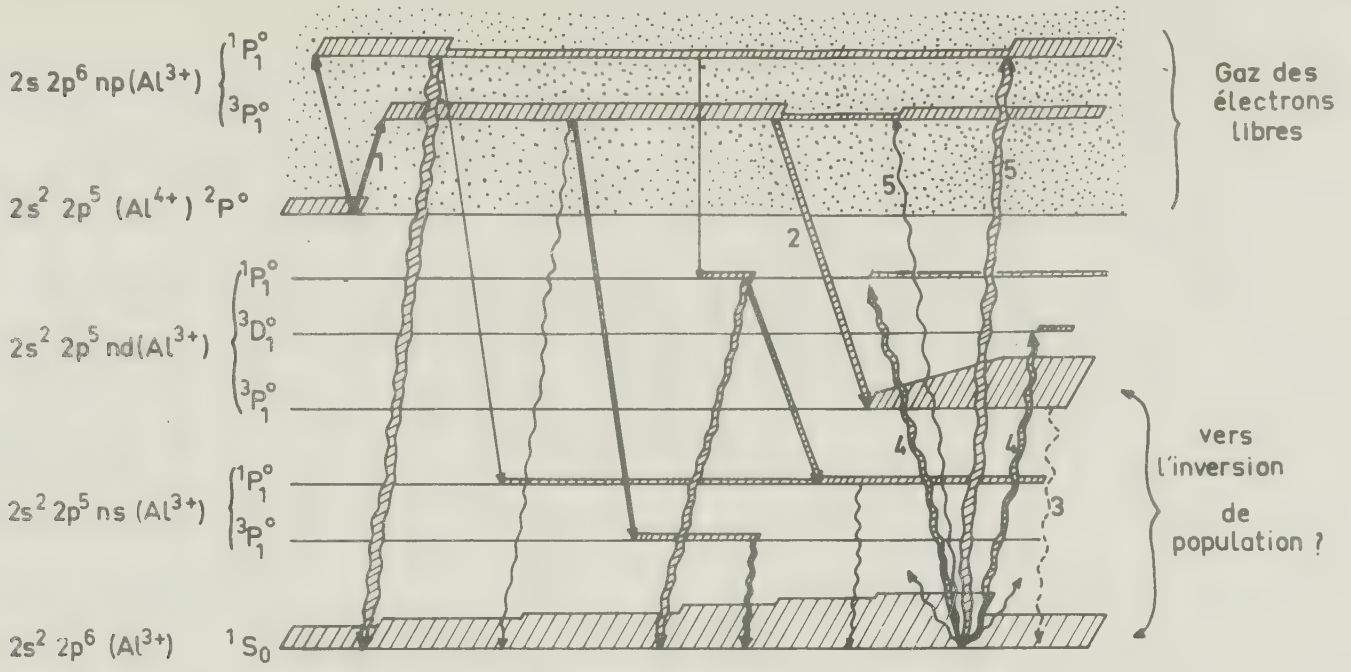
Pour les niveaux nous intéressant ici, un calcul a été effectué[44] à l'aide d'une théorie dépendant du numéro atomique Z (théorie de LAYZER) appliquée à l'ion Al^{3+} et aux ions de la même séquence isoélectronique, avec une base limitée aux configurations $2s^2 2p^5 ns$, $2s^2 2p^5 nd$ et $2s^2 2p^5 np$. Il en résulte que les états de la configuration $2s2p^6 3p$ sont autoionisants du Ne jusqu'au P^{5+} et, de même, les états $2s2p^6 4p$, du Ne jusqu'à l'Ar^{8+}. C'est à dire que ces états discrets se trouvent au dessus de la limite d'ionisation des ions correspondants dans leur état fondamental. Ils peuvent donc être peuplés par recombinaison diélectronique d'un ion de degré supérieur, dans le cas qui nous occupe $Al^{4+}(2s^2 2p^5)$, avec un électron libre d'énergie appropriée présent dans le plasma, ce qui constitue le processus inverse de l'autoionisation.

A partir de l'existence effective d'états autoionisants, on peut envisager[67] un processus conduisant à une inversion de population de la façon suivante, le schéma des mécanismes considérés étant reporté sur le Tableau VII:

1) - Compte tenu de la forte densité des électrons libres au coeur du plasma-laser, on peut s'attendre à un taux élevé de recombinaisons diélectroniques dues aux processus collisionnels telles que:

$$Al^{4+}(2s^2 2p^5\ {}^2P^o_{1/2,3/2}) + e^- \rightarrow Al^{3+}(2s2p^6 np\ {}^3P^o_1)$$

2) - Le calcul de SUREAU a montré, d'autre part, que l'interaction de configuration est plus importante pour le terme $^3P^o_1$ que pour le $^1P^o_1$, alors que la probabilité de transition non radiative est beaucoup plus importante pour le terme singulet que pour le triplet. De plus, l'interaction de ce triplet avec la configuration $2s^2 2p^5 nd$ est plus importante qu'avec $2s^2 2p^5 ns$. On peut donc s'attendre à un taux relativement élevé de collisions du type:



1) $Al^{4+}\ (2s^2\ 2p^5\ {}^2P^o) + e^- \longrightarrow Al^{3+}(2s\ 2p^6\ np\ {}^3P^o)$
recombinaison diélectronique

2) $Al^{3+}\ (2s\ 2p^6 np\ {}^3P_1^o) + e^- \longrightarrow Al^{3+}(2s^2\ 2p^5\ nd\ {}^3P_1^o) + e^-$
transition non radiative vers le niveau métastable

3) $Al^{3+}\ (2s^2\ 2p^5\ nd\ {}^3P_1^o) \longrightarrow Al^{3+}\ (2s^2\ 2p^6\ {}^1S_0) + h\nu$
intensité anormale observée

4) $Al^{3+}\ (2s^2\ 2p^6\ {}^1S_0) + h\nu' \longrightarrow Al^{3+}(2s^2\ 2p^5\ nd\ {}^1P_1^o, {}^3D_1^o)$
raies d'absorption observées

5) $Al^{3+}\ (2s^2\ 2p^6\ {}^1S_0) + h\nu'' \longrightarrow Al^{3+}(2s\ 2p^6\ np\ {}^1P_1^o, {}^3P_1^o)$
transitions autoionisantes observées

⇝ transitions radiatives
⟶ transitions non radiatives

Représentation schématique et non exhaustive des mécanismes pouvant conduire à l'inversion de population.

On a tenté de représenter grossièrement l'importance relative des probabilités de transition et celle des populations en jouant sur la largeur des traits correspondants: pour ne pas introduire de confusion avec des largeurs de niveaux, l'importance relative des populations est figurée ici en perspective, dans un plan perpendiculaire à celui de la feuille.

TABLEAU VII
==========

$$Al^{3+}(2s2p^6np\ {}^3P_1^o) + e^- \rightarrow Al^{3+}(2s^22p^5n'd\ {}^3P_1^o) + e^-$$

3) - Le niveau $2s^22p^5n'd\ {}^3P_1^o$ est relativement métastable, comme nous avons déja eu l'occasion de le voir, tandis que la probabilité de transition de $2s^22p^5n'd\ {}^1P_1^o$ vers le fondamental est importante. Ainsi et compte tenu de tout ce qui précède, il doit apparaître, pour le niveau $2s^22p^5n'd\ {}^3P_1^o$ et pour lui seul, une population privilégiée par rapport au fondamental $2s^22p^6$, d'autant plus que celui-ci tend à se dépeupler par des transitions vers les niveaux $2p^5n'd\ {}^1P_1^o$ et ${}^3D_1^o$. Le mécanisme que nous venons de décrire parait d'autant plus satisfaisant que l'on a pu, par des moyens expérimentaux, mettre en évidence l'existence des transitions autoionisantes dont il est question et qu'on a pu également montrer que ce type de transition était largement répandu dans les plasmas que nous étudions et y jouait un rôle d'une grande importance.

Cependant, ce mécanisme n'est certainement pas le seul. Dès le début de ce travail, nous avions envisagé une possibilité de peuplement privilégié du triplet P, grace aux interactions "intrachannel" et à l'effet STARK[65]. En effet, les états correspondant aux termes triplet P sont susceptibles d'interagir plus ou moins directement avec ceux du continuum, qui sont peuplés d'un grand nombre d'électrons libres, comme nous l'avons déja souligné. Il a été montré que[83] dans le cas du Ne, isoélectronique de l'Al^{3+}, des interactions "intrachannel" peuvent avoir lieu pour les transitions du type $\ell \rightarrow \ell + 1$, où ℓ est le nombre quantique orbital et telles que $2p^6\ {}^1S_0 - 2p^53d, 4d, \ldots, nd, \varepsilon d$. Ici ε remplace le nombre quantique principal lorsque l'électron se trouve dans le continuum. Habituellement, ces interactions ne peuvent être envisagées que pour n grand, mais la densité élevée en ions au coeur chaud du plasma perturbe le potentiel atomique. En présence du champ perturbateur qui élargit les

niveaux discrets par effet STARK, des électrons libres d'énergie convenable, peuvent avoir une probabilité de présence non nulle dans des états liés nd pour lesquels n est relativement petit. Cette hypothèse a d'ailleurs été reprise récemment par B. LAX[78] qui l'envisage pour rendre compte de la possibilité d'une inversion de population entre les niveaux 1s et 2p des ions d'un plasma d'élément léger. Il considère, en effet, que l'effet STARK élargit les états excités de ces niveaux, mais que cet élargissement intéresse surtout le niveau 2p. Par suite du recouvrement des fonctions d'onde, il apparait ainsi un quasicontinuum par le canal duquel des électrons situés dans les états supérieurs peuvent venir peupler particulièrement le niveau 2p. Il faut noter qu'il ne précise pas le mécanisme permettant aux électrons du continuum de rejoindre ce canal. Ici, l'inversion de population pourrait effectivement être atteinte, non pas par suite de l'existence d'un état métastable, mais à cause d'un temps de peuplement du niveau 2p inférieur à son temps de désexcitation par effet AUGER (lequel est lui-même inférieur au temps de désexcitation radiative.

Cet auteur a, par ailleurs, calculé la puissance nécessaire pour réaliser l'inversion de population dans ces conditions; il présente le schéma d'un dispositif expérimental qui devrait permettre la mise en évidence directe de l'effet-laser. Ce schéma, reproduit sur la figure 51 reprend, comme on peut le constater, celui que nous avons proposé. On utilise deux plasmas, produits par les deux parties d'un faisceau-laser entre lesquelles est introduite une différence de marche variable. L'un des plasmas est utilisé comme source X, l'autre comme milieu amplificateur. L'observation est effectuée perpendiculairement au faisceau laser (détecteur 1). On mesure le rapport des signaux fournis par le

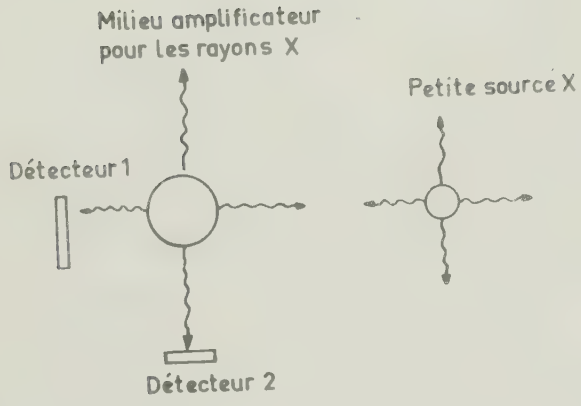


Schéma du dispositif expérimental proposé par B. LAX(78) pour la mise en évidence directe d'un effet-laser en X-U.V.

Figure 51

détecteur 1 et par un second détecteur (2) recevant le rayonnement propre du plasma amplificateur, en faisant varier le retard optique entre les deux faisceaux. Un effet de gain devrait se traduire par l'apparition d'un pic pour une valeur convenable de ce retard.

Signalons, pour terminer, un autre mécanisme envisagé par A. SUREAU, mettant en jeu un effet AUGER. Par un processus collisionnel, un ion Al^{3+} peut se combiner avec un électron pour donner un ion Al^{2+} suivant:

$$Al^{3+}(1s^2 2s^2 2p^6) + e^- \rightarrow Al^{2+}(1s^2 2s 2p^6 npn'd)$$

Il y a ensuite réorganisation. La lacune en couche 2s est comblée par un électron situé dans un niveau supérieur et un autre électron est éjecté, emportant l'excédent d'énergie. On a ainsi:

$$Al^{2+}(1s^2 2s 2p^6 npn'd) \rightarrow Al^{3+}(1s^2 2s^2 2p^5 n'd) + e^-$$

Les calculs effectués par SUREAU en HARTREE-FOCK montrent que ce mécanisme est possible du point de vue des énergies, pour Z = 13 et pour des valeurs de n et de n' supérieures ou égales à 3. Par contre, on ne peut rien dire à l'heure actuelle en ce qui concernerait un peuplement privilégié pour les états nd triplet P.

III - CONCLUSION

Au moment de conclure ce dernier chapitre, nous ferons remarquer que l'hypothèse d'une possibilité d'inversion de population entre les états triplet P de la configuration $2p^5nd$ et le fondamental de l'ion Al^{3+} s'appuie sur des bases relativement solides. Plusieurs mécanismes sont susceptibles de l'expliquer de façon satisfaisante et, de plus, les observations en spectrométrie d'émission concernant les séries autoionisantes apportent un crédit supplémentaire à la réalité effective de l'un de ces processus. D'autre part, les mesures d'absorption nous ont montré que l'on se trouvait tout à fait en dehors de l'équilibre pour les transitions concernées et dans une situation voisine de l'inversion de population. Cependant, disons encore une fois que notre travail n'a pu, sur ce point, donner un résultat décisif.

Si l'on considère les trois types de mécanismes envisagés plus haut, on voit qu'ils correspondent à un fonctionnement de type "continu", du moins limité par la durée de vie du plasma. Dans ces conditions, la mise en évidence directe d'une inversion de population présente des difficultés liées à l'importance relativement faible de l'effet-laser auquel on peut s'attendre. C'est dire à quel point il est nécessaire de pouvoir poursuivre ce travail avec des énergies-laser beaucoup plus élevées, ce que nous sommes d'ailleurs entrain de mettre en oeuvre. Il sera également très intéressant de résoudre les mesures dans le temps et d'avoir ainsi les valeurs de l'absorption au cours des différentes phases de densité et de température du plasma.

- C O N C L U S I O N G E N E R A L E -

Au terme de ce travail, on peut constater qu'un nouvelle technique de mesure d'absorption au sein d'un plasma dans le domaine du rayonnement X-U.V. a été mise effectivement au point. Les mesures obtenues par cette technique se différencient de celles résultant des autres moyens habituels d'investigation, par les problèmes particuliers qu'elles soulèvent:

- Les durées de vie sont extrêmement brèves, d'où la nécessité de concevoir un dispositif de synchronisation entre le plasma "échantillon" et le plasma "source". Cette question a été résolue grâce à l'emploi d'un laser unique pour produire les deux faisceaux générateurs.

- L'"échantillon" possède une émission propre dont on doit tenir compte. Cette émission a été introduite ici dans l'équation de transfert, alors qu'on a coutume de la négliger dans les problèmes d'absorption.

- Les fluctuations sont importantes, ce qui conduit à appliquer un traitement statistique assez poussé. Une détection simultanée de l'émission de chacun des deux plasmas (monitoring) devrait faire disparaître cette difficulté. Il serait alors d'un grand intérêt de résoudre les mesures dans le temps (résolution de l'ordre de 1 ns) à l'aide de photomultiplicateurs rapides en liaison avec des scintillateurs.

Malgré ces difficultés, on voit que ces mesures sont réalisables. Elles donnent des résultats intéressants; c'est la première fois que l'on parvient à mesurer les populations des états excités. Ceci a été rendu possible grâce à l'étude théorique, menée

parallèlement, qui a permis de montrer la signification profonde de la quantité mesurée dans nos expériences, lesquelles apparaissent, pour cette raison, constituer une nouvelle technique de "diagnostics" des plasmas.

Il est possible de dégager un certain nombre de points spécifiques aux résultats présentés:

- Les populations de certains niveaux sont hors de l'équilibre et l'on se trouve, alors, très près de l'inversion de population.

- L'accent est mis sur le rôle des recombinaisons diélectroniques qui aboutissent à des processus conduisant à des états hors de l'équilibre.

Ceci a permis de préciser les conditions des expériences ultérieures, susceptibles de montrer nettement une inversion de population. Cette mise en évidence n'est pas facile, mais, des différents moyens envisagés pour parvenir à cette fin, celui qui consiste à chercher à mesurer directement un gain est sans doute le plus sûr. Pour cette raison, ce travail devrait prendre une place notable dans l'ensemble des recherches qui ont été ou seront entreprises en vue de la réalisation d'un laser fonctionnant dans le domaine des rayons X.

- B I B L I O G R A P H I E -

1 N.G. BASOV, S.D. ZAHAROV, P.G. KRUJKOV, Ju.V. SENATSKY et S.V. CERKALIN
5ème Conférence Internationale d'Electronique Quantique, Miami USA, (1968).

2 F. FLOUX
L'Onde Electrique, 50, 582, (1970).

3 J.D. LAWSON
Proc. Phys. Soc. (London) B 70, 6, (1967).

4 B.P. STOICHEFF
Proc. of the Xth Colloq. Spectrosc. Inter. University of Maryland (1962). Spartan book, Washington D.C., (1963).

5 Yu.P. RAIZER
Sov. Phys. Uspekhi, 8, 650, (1966).

6 G. BARAVIAN, R. BENATTAR, J. BRETAGNE, G. CALLEDE, J.L. GODART and G. SULTAN, Appl. Phys. Letters, 18, 9, 387, (1971).

7 T. OHMURA and H. OHMURA
Phys. Rev., 121, 513, (1961).

8 J.K. WRIGHT
Proc. Phys. Soc. (London), 84, 41, (1964).

9 B. YA'AKOBI
J. Quant. Spectr. Transfer, 10, 61, (1970).

10 F.V. BUNKIN et M.V. FEDOROV
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 49, 1215, (1965).
Sov. Phys. JETP, 22, 844, (1966)

11 F.V. BUNKIN et A.E. KAZAKOV
Sov. Phys. Doklady, 15, 468, (1967).

12 J. PEYRAUD
Journal de physique, 29, 10, 872, (1968).

13 M. DECROISETTE, G. PIAR and F. FLOUX
Phys. Letters, 32 A, 1, 249, (1970).

14 M. DECROISETTE, J. PEYRAUD and C. PIAR
Phys. Rev. 5A, 1391, (1972).

15 S.A. RAMSDEN, R. BENESCH, W.E.R. DAVIES and P.K. JOHN
IEEE Quant. Elect., 2, 767, (1966).

16 T.V. GEORGE, A.G. ENGELHARDT, and C. DE MICHELIS
Appl. Phys. Letters, 16, 6, (1970).

17 R.Y. CHIAO, C.H. TOWNES, and B.P. STOICHEFF
Phys. Rev. Letters, 12, 592, (1964).

18 D.A. HARPER
Brit. Jour. Appl. Phys., 16, 751, (1965)

19 N.M. KROLL
Jour. Appl. Phys., 16, 751, (1965).

20 J.P. BUDIN
Electronics Letters, 3, 1, (1967).

21 P. VERYE and F. FLOUX
AIAA Journal, 8, 8, 1405, (1970).

22 A. CARUSO and P. GRATTON
Plasma Phys., 10, 867, (1968).

23 A. CARUSO, B. BERTOTTI and O. GUIPPONI
Il Nuovo Cimento, XLV, 2, 176, (1966).

24 P. MULSER
Zeitschrift für Natürforschung, 25a, 282, (1970).

25 C. FAUQUIGNON and F. FLOUX
Phys. of Fluids, 13, 2, 386, (1970).

26 F. FLOUX et A. BILLEBIZE
Rapport CEA,R 4148, (1971).

27 B.P. PATON and N.R. ISENOR
Canad. Jour. of Physics, 46, 1237, (1968).

28 F.C. JAHODA, [illegible]. LITTLE, W.E. QUINN, G.A. SAWYER, and T.F. STRATTON
Phys. Rev., 119, 843, (1960).

29 S.L. MANDEL'SHTAM, P.P. PASHININ, A.M. PROKHOROV, Yu.P. RAIZER, and N.K. SUKHODREV
Soviet Phys. JETP, 22, 91, (1966).

30 A.J. ALCOCK, P.P. PASHININ and S.A. RAMSDEN
Phys. Rev. Letters, 17, 528, (1966).

31 M.P. VANGUKOV, V.A. VENCHIKOV, V.I. ISAENKOV, P.P. PASHININ and A.M. PROKHOROV
JETP Lett., 7, 251, (1968).

32 J.L. BOBIN, F. FLOUX, P. LANGER and H. PIGNEROL
Phys. Letters, 28A, 398, (1968).

33 W. SEKA, C. BRETON, J.L. SCHWOB and C. MINIER
Plasma Phys., 12, 73, (1970).

34 A.W. EHLER and G.L. WEISSLER
Appl. Phys. Lett., 8, 89, (1966a).

35 A.W. EHLER
Jour. of Appl. Phys., 37, 4962, (1966b).

36 D.W. GREGG and S.J. THOMAS
Jour. of Appl. Phys. 38, 1729, (1967).

37 J.L. SCHWOB, C. BRETON, W. SEKA and C. MINIER
Plasma Phys., 12, 217, (1970).

38 P. LANGER, G. THONON, Y. DURAND et J.C. BUGES
Rapport CEA,R 3296, (1967).

39 R. SIGEL
Zeitschrift für Naturforschung, Band 25a, Heft A, (1970).

40 F. HOLWECK
Thèse, Paris, (1922).

41 P. JAEGLE
C.R. Acad. Sci., 259, 533, 4556, (1964).
Thèse, Paris, (1965).

42 A. CARILLON, P. JAEGLE and P.DHEZ
Phys. Rev. Letters, 25, 3, 140, (1970).

43 G. JAMELOT
Thèse 3ème Cycle, Université Paris-Sud, (1971).

44 A. SUREAU
Inter. Conf. on Inner Schell Ioniz. Phen.,
Atlanta, Georgia, (April 1972)
Montreal, (May 1972).

45 F. COMBET-FARNOUX and M. LAMOUREUX
Phys. Letters A, 43A, 183, (1973).

46 A. CARILLON, G. JAMELOT, A. SUREAU and P. JAEGLE
Phys. Letters, 38A, 2, (1972).

47 P. DHEZ, P. JAEGLE, S. LEACH and M. VELGHE
Jour. of Appl. Phys., 40, 2545, (1969).

48 P. DHEZ
Thèse, Paris, (1971).

49 A. CARILLON, P. JAEGLE et P. DHEZ
Jour. de Phys., Colloque C4, Suppl.n°10, C4, 48, (1971).

50 G. JAMELOT, A. SUREAU and P. JAEGLE
Phys. Letters, 41A, 2, 11, (1972).

51 J. SÖDERQVIST
Nova Acta Reg. Soc. Sci. Upsaliensis, Ser IV, 9, n°7, (1934)

52 U. FANO
Phys. Review, 124, 1866, (1961).

53 D. LAYZER
Ann. Phys., 8, 271, (1959).

54 D. LAYZER, Z. HORAK, M.N. LEWIS, D.P. THOMSON
Ann. Phys., 29, 100, (1964).

55 H.J. BERNSTEIN, G. HERZBERG
J. Chem. Phys. 16, 30, (1948).

56 A.P. LUKIRSKII
Bull. of Acad. of the Sciences of the USSR, 27, 798, (1963).

57 P. DHEZ et P. JAEGLE
Comptes Rendus Acad. Sci., 262, 1432, (1966).
Rev. Phys. Appl., 3, 275, (1968).

58 M. CUKIER
Thèse de 3ème Cycle, Paris (1971).

59 E. BOREL, R. DELTHEIL et R. HURON
Probabilités Erreurs, Armand Colin, n°34, Sect. Math., (1967).

60 W. HEITLER
The Quant. Theory of Rad., 3rd Ed., Clarendon Press, (1965)

61 J. OXENIUS
JQRST, 5, 771, (1965).

62 J.D. ARGYROS
JQRST, 12, 1001, (1972).

63 G. BEFEKI
Rad. Proc.in Plasmas, John Wiley & sons Inc., N-Y, Lond, Sidney, (1966).

64 S.O. KASTNER, K. OMIDVAR, J.H. UNDERWOOD
Astrophys. Jour., 148, 269, (1967).

65 A. CARILLON, P. JAEGLE, G. JAMELOT, P. DHEZ, M. CUKIER
Colloque d'Evian de la Sté Frcse de Phys.,(Mai 1971).

66 P. JAEGLE, A. CARILLON, G. JAMELOT, A. SUREAU, P. DHEZ, M. CUKIER
3rd Int. Conf. on Vacuum U.V. Rad. Phys., Tokyo, (Aug. 1971);
Phys. Letters, 36A, 167, (1971).

67 A. CARILLON, P. JAEGLE, G. JAMELOT, A. SUREAU
Int. Conf. on Inner Schell Ioniz. Phen.,
Atlanta, Georgia, (April 1972);
Montreal, (May 1972).

68 R.C. ELTON, R.W. WAYNANT, R.A. ANDREWS, H.H. REILLY
Nat. Research Laborat., Washington D.C., Report, (Febr.28 1972).

69 M.A. DUGUAY and P.M. RENTZEPIS
Appl. Phys. Letters, 10, 350, (1967).

70 A.G. MOLCHANOV
Usp. Fiz. Nauk, 106, 165, (1972).

71 V. VALI and W. VALI
Proc. IEEE, 51, 182, 1248, (1963).

72 B.V. CHIRIKOV
Zh. Eksp. Teor. Fiz., 44, 2016, (1963).

73 R.H. PANTELL, G. SONCINI and H.E. PUTHOFF
IEEE Jour. Quant. Electr. QE-4, 905, (1968).

74 S.E. HARRIS and R.B. MILES
Appl. Phys. Letters, 19, 835, (1971).

75 J.F. YOUNG, G.C. BJORKLUND, A.H. KUNG, R.B. MILES and S.E. HARRIS
Phys. Rev. Letters, 27, 1551, (1971).

76 L.P. PRESNYAKOV and V.P. SHEVEL'KO
JETP Letters, 13, 203, (1971).

77 I.N. KNYEZEV and V.S. LETOKHOV
Optics Communications, 3, 332, (1971).

78 B. LAX and H. GUENTHER
Appl. Phys. Letters, 21, 8, (1972).

79 J.G. KEPROS, E.M. EYRING and F.W. CAGLE Jr.
Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 69, 7, 1744, (1972).

80 R.C. ELTON, L.J. PALUMBO, R.A. ANDREWS, R.C. ECKARDT and
J.N. BRADFORD
Appl. Optics, Rapid Communic. Section, 10, (1972).

81 M. H. KEY
Communication privée

82 T.A. BOSTER
Appl. Optics, 12, 2, 433, (1973).

83 U. FANO and J.W. COOPER
Rev. of Modern Phys., 40, 441, (1968).

- T A B L E D E S M A T I E R E S -

INTRODUCTION

I - UN ETAT DE LA MATIERE A HAUTE TEMPERATURE 1

II - LES PLASMAS PRODUITS PAR LASER 3

III - PROCESSUS RADIATIFS DANS LES PLASMAS DENSES 8

PREMIER CHAPITRE:

LES DONNEES DE LA SPECTROMETRIE D'EMISSION 15

I - RESOLUTION SPATIALE DE L'EMISSION DU PLASMA-LASER 16

II - ANALYSE SPATIOTEMPORELLE 21

III - ANOMALIES D'INTENSITE DANS LE SPECTRE Al IV 23

IV - DISCUSSION DES ANOMALIES D'INTENSITE 33

V - CONCLUSION 37

DEUXIEME CHAPITRE:

LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE MESURE D'ABSORPTION DANS UN PLASMA-LASER D'ALUMINIUM EN X-U.V. 39

I - L'ANALYSE DU RAYONNEMENT

I.1 - LA SPECTROMETRIE EN X-U.V.

I.2 - RECOUVREMENT DES ORDRES D'INTERFERENCE 41

I.3 - LE SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX DE P. JAEGLE 42

I.3.a - Principe 2

I.3.b - Description du spectrographe 44

II - PRINCIPE GENERAL DU MONTAGE EXPERIMENTAL 5

III - LES DIFFERENTS CONSTITUANTS DU MONTAGE 49

III.1 - LE LASER

III.2 - LA LIGNE A RETARD OPTIQUE

III.3 - LES DISPOSITIFS DE PRODUCTION DU PLASMA 55

III.3.a - Unité "échantillon"

III.3.b - Unité "source"

III.3.c - Géométrie du montage 58

III.3.d - Réglage de l'alignement 59

III.4 - LA DETECTION 60

III.4.a - Plaque photographique

III.4.b - Scintillateur et photomultiplicateur rapide

III.4.c - Compteur proportionnel à flux gazeux 61

III.5 - ACQUISITION DES DONNEES 62

IV - TRAITEMENT DES DONNEES

IV.1 - CALCUL DE LA TRANSMISSION 66

IV.2 - PRECISION SUR LA TRANSMISSION 69

V - MESURE DE L'ABSORPTION DANS LE SPECTRE CONTINU DE L'ALUMINIUM A 98 Å 74

VI - CONCLUSION 78

TROISIEME CHAPITRE:

ETUDE QUANTITATIVE DES POPULATIONS DES ETATS EXCITES DES IONS PAR LA MESURE DE L'ABSORPTION DU PLASMA DANS LE DOMAINE X-U.V. 79

INTRODUCTION

I - CORRELATION ENTRE LES PROCESSUS RADIATIFS OBSERVABLES ET LES PHENOMENES ATOMIQUES AU SEIN DU PLASMA 80

I.1 - L'EQUATION DE TRANSFERT DU RAYONNEMENT

I.1.a - Expression des coefficients d'émission j_ν et d'absorption α_ν en fonction des coefficients d'EINSTEIN 82

I.1.a.1 - Coefficient d'émission j_ν 84

I.1.a.2 - Coefficient d'absorption α_ν 85

I.1.b - Intégration de l'équation de transfert 86

I.1.b.1 - Cas d'une transition discrète

I.1.b.2 - Superposition d'un spectre continu 87

I.2.- APPLICATIONS EXPERIMENTALES 89

I.2.a - Relation avec les grandeurs mesurables

I.2.b - Application à la détermination des populations des états excités 93

I.2.b.1 - Application nécessitant seulement la connaissance expérimentale de la transmission et de l'émission

I.2.b.2 - Application nécessitant l'utilisation des probabilités de transition 95

II - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX 96

II.1 - IONS Al^{3+} 97

II.1.a - Transitions discrètes

II.1.b - Absorption continue et saut d'ionisation 102

II.2 - IONS Al^{4+} ET Al^{5+} 106

II.3 - TABLEAU RECAPITULATIF

II.4 - SURPOPULATION DU NIVEAU $2p^5 4d\ ^3P_1^o$ DE L'ION Al^{3+}

III - DONNEES THEORIQUES PERMETTANT L'EVALUATION DES POPULATIONS DES ETATS EXCITES 110

III.1 - PROBABILITES DE TRANSITION

III.1.a - Présentation 112

III.1.b - Discussion 117

III.2 - SECTION EFFICACE D'ABSORPTION AU SEUIL DE PHOTOIONISATION 118

III.2.a - Calcul

III.2.b - Possibilité d'application 119

IV - APPLICATION A LA DETERMINATION DES POPULATIONS $2p^5nd$ ET $2p^5ns$ DES IONS Al^{3+} 120

IV.1 - DETERMINATION DU LA POPULATION N_{1S} DU NIVEAU FONDAMENTAL DES IONS Al^{3+}

IV.2 - APPLICATION AUX POPULATIONS $2p^5 4d$ DES IONS Al^{3+} 122

IV.3 - APPLICATION AUX POPULATIONS $2p^5 5s$ ET $2p^5 5d$ DES IONS Al^{3+} 124

V - CONCLUSION 125

QUATRIEME CHAPITRE:

POSSIBILITE D'UN EFFET-LASER X-U.V. DANS LE PLASMA 127

I - ETAT ACTUEL DES RECHERCHES SUR L'EFFET-LASER EN RAYONS X

II - MECANISMES DE SURPOPULATION DES NIVEAUX $2p^5nd\ ^3P_1^o$ DE L'Al^{3+} 130

III - CONCLUSION 137

CONCLUSION GENERALE 139

BIBLIOGRAPHIE 141

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-